

Bestimmung der Kontinuumabsorption
im Spektralbereich von 0.5 bis 2.5 μm

Adalbert Leupolt

1965



Bestimmung der Kontinuumabsorption
im Spektralbereich von 0.5 bis 2.5 μm

Inaugural-Dissertation
zur
Erlangung der Doktorwürde
der
Hohen Naturwissenschaftlichen Fakultät
der Ludwig-Maximilians-Universität
zu München

vorgelegt
von
Adalbert Leupolt
aus Dresden

Frühjahr 1965

1. Berichterstatter: Prof. Dr. F. Möller

2. Berichterstatter:

Tag der mündlichen Prüfung: 28. 7. 65

ZUSAMMENFASSUNG.

Aus spektralen Messungen der Strahldichtevertelung der gestreuten Himmelsstrahlung mit einem Prismenspektrographen werden Aussagen über eine kontinuierliche Absorption in der Atmosphäre abgeleitet. Der dazu notwendige Extinktionskoeffizient der direkten Sonnenstrahlung wurde mit einem Interferenzfilter-Aktinographen bestimmt. Es ist nicht zu entscheiden, ob diese Kontinuum-Absorption nur durch das Aerosol verursacht wird, oder ob dafür teilweise auch die Flanken der starken Wasserdampfbanden im nahen Infrarot verantwortlich sind. Meßdaten von zwei Tagen im Stadtgebiet von München ergaben in den atmosphärischen "Fenstern" bei den Wellenlängen $0.519 \mu\text{m}$, $0.894 \mu\text{m}$, $1.23 \mu\text{m}$ und $2.16 \mu\text{m}$ einen mittleren Absorptionskoeffizienten von 45% des Koeffizienten der Aerosolextinktion (Streuung und Absorption). Gesichtspunkte für weitere Messungen der Aerosolabsorption nach der in dieser Arbeit dargelegten Methode werden angegeben.

INHALTSVERZEICHNIS.

	Seite
Zusammenfassung	I
Inhaltsverzeichnis	II
Abbildungsverzeichnis	III
1. Einleitung	1
2. Theorie der Himmelsstrahlung	3
2.1. Himmelsstrahlungsgleichung	3
2.2. Streufunktion und Extinktionskoeffizient	6
2.3. Anwendung der Theorie auf das Problem der Aerosolabsorption	11
2.4. Auswahl der Spektralbereiche	16
2.5. Berücksichtigung der Mehrfachstreuung	18
3. Beschreibung der Meßapparatur	23
3.1. Der Prismenspektrograph	23
3.1.1. Aufbau und Wirkungsweise	23
3.1.2. Wellenlängeneichung	25
3.1.3. Absoluteichung	27
3.2. Der Interferenzfilter-Aktinograph	29
4. Meßergebnisse	31
4.1. Meßbedingungen	31
4.2. Ergebnisse ohne Mehrfachstreukorrektur	35
4.3. Ergebnisse mit Mehrfachstreukorrektur	40
4.4. Einfluß der Polarisierung des Spektrographen	50
5. Schlußfolgerungen	53
Anhang: Gleichungen zur Berücksichtigung der Polarisation des Spektrographen	56
Literaturverzeichnis	58

ABBILDUNGSVERZEICHNIS.

	Seite
Abb.1 Strahlengang in der Atmosphäre bei Primärstreuung	4
Abb.2 Quotient $\eta(\varphi)/K_{\text{Ext}}$ als Funktion des Streuwinkels für verschiedene Brechungsindizes und Exponenten der Aerosolgrößenverteilung	14
Abb.3 Bestimmung des auf die Extinktion bezogenen Aerosolabsorptionskoeffizienten $K_{\text{Abs}}/K_{\text{Ext}}$ aus dem Integral $\int_0^\pi \eta(\varphi)/K_{\text{Ext}} \cdot \sin \varphi \, d\varphi$ für verschiedene Brechungsindizes und Exponenten der Aerosolgrößenverteilung	14
Abb.4 Spektrale Strahldichte des Zenithimmels im Wellenlängenbereich 0.5 bis 2.5 μm , aufgenommen mit dem Prismenspektrographen	16
Abb.5 Streuung höherer Ordnung bezogen auf die Gesamtstreuung in Abhängigkeit vom Streuwinkel für verschiedene Wellenlängen; Erdbodenalbedo $A = 0.0$	21
Abb.6 dto. Erdbodenalbedo $A = 0.25$	21
Abb.7 Schematischer Aufbau des Prismenspektrographen	24
Abb.8 Ausschnitt aus der Registrierung eines Sonnenspektrums, aufgenommen mit dem Prismenspektrographen; Wellenlängenbereich 0.45 bis 0.47 μm	26
Abb.9 dto. Wellenlängenbereich 0.75 bis 1.30 μm	26
Abb.10 Dispersionskurve und Transmissionsfunktion des Spektrographen mit Glasprisma	27
Abb.11 Quotient $\eta(\varphi)/K_{\text{Ext}}$ als Funktion des Streuwinkels; Meßwerte unkorrigiert hinsichtlich Mehrfachstreuung; $\lambda = 0.519 \, \mu\text{m}$	36
Abb.12 dto. $\lambda = 0.894 \, \mu\text{m}$	37
Abb.13 dto. $\lambda = 1,23 \, \mu\text{m}$	38
Abb.14 dto. $\lambda = 2,16 \, \mu\text{m}$	39
Abb.15 Quotient $\eta(\varphi)/K_{\text{Ext}}$ als Funktion des Streuwinkels; Meßwerte korrigiert hinsichtlich Mehrfachstreuung mit $T_{0.55\mu\text{m}}=4$, $v^*=3$, $Z=36^\circ 50'$, $A=0.0$; $\lambda = 0.519 \, \mu\text{m}$	41
Abb.16 dto. $A=0.0$; $\lambda = 0.894 \, \mu\text{m}$	42

	Seite
Abb.17 dto. $A=0.25$; $\lambda = 0.894 \mu\text{m}$	43
Abb.18 dto. $A=0.25$; $\lambda = 1.23 \mu\text{m}$	44
Abb.19 dto. $A=0.25$; $\lambda = 2.16 \mu\text{m}$	45
Abb.20 Albedo natürlicher Oberflächen im Wellenlängenbereich von 0.3 bis $2.5 \mu\text{m}$	46
Abb.21 Spektrale Strahldichte einer Schneefläche und eines schneefreien, herbstlichen Berghanges im Wellenlängenbereich von 0.5 bis $2.5 \mu\text{m}$, aufgenommen mit dem Prismenspektrographen	46
Abb.22 Quotient $\eta(\varphi)/K_{\text{Ext}}$ als Funktion des Streuwinkels; Meßwerte korrigiert hinsichtlich Mehrfachstreuung; Mittelkurven der Abbildungen 15 bis 19	47
Abb.23 Bestimmung des auf die Extinktion bezogenen Absorptionskoeffizienten $K_{\text{Abs}}/K_{\text{Ext}}$ aus dem Integral $\int_0^\pi \eta(\varphi)/K_{\text{Ext}} \cdot \sin \varphi \, d\varphi$; Meßwerte korrigiert hinsichtlich Mehrfachstreuung	49
Abb.24 Quotient $\eta(\varphi)/K_{\text{Ext}}$ als Funktion des Streuwinkels; Meßwerte korrigiert hinsichtlich Mehrfachstreuung und Polarisation; $\lambda = 0.519 \mu\text{m}$	52
Abb.25 Bestimmung des auf die Extinktion bezogenen Absorptionskoeffizienten $K_{\text{Abs}}/K_{\text{Ext}}$ aus dem Integral $\int_0^\pi \eta(\varphi)/K_{\text{Ext}} \cdot \sin \varphi \, d\varphi$; Meßwerte korrigiert hinsichtlich Mehrfachstreuung und Polarisation; $\lambda = 0.519 \mu\text{m}$	52

1. EINLEITUNG.

Die Strahlung der Sonne wird beim Durchgang durch die Erdatmosphäre durch Absorptions- und Streuprozesse geschwächt. Bei der Absorption wird Strahlungsenergie in andere Energieform, zum Beispiel Wärme übergeführt, während bei der Streuung keine Energieumwandlung stattfindet. Die atmosphärischen Gase, hauptsächlich Wasserdampf, Kohlendioxyd und Ozon, absorbieren die Strahlung selektiv in ihren Absorptionslinien und -banden. Die Streuung an den Luftmolekülen und Aerosolteilchen nimmt dagegen stetig mit zunehmender Wellenlänge ab. Eine Extinktion durch Absorption der atmosphärischen Aerosolteilchen ist erst in letzter Zeit festgestellt worden. Bei der Berechnung des Wärmehaushaltes der Atmosphäre muß aber eine eventuell vorhandene Absorption des Aerosols berücksichtigt werden, falls sie hinreichend groß ist.

KONDRATIEV [1961] berichtete über Arbeiten in der Sowjetunion, die aus Ballon- und Flugzeugmessungen die Absorption der Sonnenstrahlung durch das Aerosol bestimmten. Gemessen wurde die Bilanz des kurzwelligen (solaren) Strahlungsstromes in verschiedenen Höhen der Atmosphäre mit Pyranometern (z.B. KASTROV [1959], GOYSA [1955], SCHLYACHOV [1959], KONDRATIEV u.a. [1964]). Aus dieser vertikalen Strahlungsstromdivergenz lassen sich durch Absorption hervorgerufene Temperaturerhöhungen berechnen, die im Mittel bis zu 5 grd/Tag betragen. Die Temperaturerhöhung durch die Wasserdampf- und Kohlendioxydabsorption kann berechnet werden. Diese ist aber im Mittel nur etwa halb so groß wie die aus den Meßdaten erhaltene Temperaturerhöhung. Das in der Atmosphäre vorhandene Aerosol muß also auch absorbieren.

ROACH [1961] führte ebenfalls Flugzeugmessungen des kurzwelligen Strahlungsstromes durch und erhielt eine mittlere Temperaturänderung von 2.8 grd/Tag für die untersten 3 km der Atmosphäre. Als theoretischen Wert für die Wasserdampf- und Kohlendioxydabsorption errechnete er im Mittel 1.3 grd/Tag. Er fand also auch, daß im Mittel die gemessene Temperaturerhöhung doppelt so groß ist wie die theoretisch berechnete. Roach be-

stimmte aus seinen Messungen einen vom Aerosol herrührenden Absorptionskoeffizienten von im Mittel 20% des Extinktionskoeffizienten für die untersten 300 m der Atmosphäre.

ROBINSON [1962] benutzte für seine Abschätzung der Aerosolabsorption am Erdboden durchgeführte Pyranometermessungen der Global- und Himmelsstrahlung und Pyrheliometermessungen der direkten Sonnenstrahlung, die er mit berechneten Werten verglich. Die Meßwerte stammen von verschiedenen, über die ganze Erde verteilten Stationen. Er kommt zu dem Ergebnis, daß die Aerosolextinktion bis zu 20% der extraterrestrischen Strahlung betragen kann, und zwar 14% Dunstabsorption und 6% Dunststreuung.

In der vorliegenden Arbeit wird der Frage, ob auch die Aerosolteilchen in der Atmosphäre absorbieren, von einer anderen Seite aus nachgegangen.

Spektren der gestreuten Sonnenstrahlung (Himmelsstrahlung) von verschiedenen Himmelspunkten wurden mit einem Prismenspektrographen im Spektralbereich von 0.5 bis 2.5 μm aufgenommen (BOLLE, LEUPOLT, MÖLLER [1961] und [1963]). Der Himmel wurde auch bei festen Wellenlängen abgetastet, und somit in Annäherung ein Momentanbild der Strahldichte des ganzen Himmelsgewölbes gewonnen. Gleichzeitig wurde der Extinktionskoeffizient der Atmosphäre aus der direkten Sonnenstrahlung mit einem Interferenzfilter-Aktinographen bestimmt (BOLLE, MÖLLER, QUENZEL u.a. [1962], [1963] und [1965]). Aus diesen spektralen Messungen der Himmelsstrahlung und der direkten Sonnenstrahlung lassen sich Rückschlüsse auf eine Kontinuumsabsorption in der Atmosphäre ziehen. Liegen Meßdaten der Himmelsstrahlung und der direkten Sonnenstrahlung für Wellenlängen vor, in denen keine atmosphärischen Gase wie Wasserdampf, Kohlendioxyd oder Ozon absorbieren, so kann man für diese Wellenlängen die Absorption des Aerosols allein bestimmen.

2. THEORIE DER HIMMELSSTRAHLUNG.

2.1. Himmelsstrahlungsgleichung.

Zur Bestimmung der Aerosolabsorption muß die Strahldichte-
verteilung der gestreuten Sonnenstrahlung am Himmel bekannt
sein.

Für den Betrag der einfach gestreuten Sonnenstrahlung
(Himmelsstrahlung) $I_{\lambda}(\varphi)$ bei einer bestimmten Wellenlänge λ
in einer bestimmten Blickrichtung, die durch den Streuwinkel φ
zwischen Sonne und Blickrichtung festgelegt ist, gilt die
Gleichung (siehe z.B. LINKE [1942])

$$I_{\lambda}(\varphi) = I_{0\lambda} \frac{m^*}{M^* - m^*} \left\{ e^{-a_{\lambda} m^*} - e^{-a_{\lambda} M^*} \right\} \frac{f(\lambda, \varphi)}{a_{\lambda}} . \quad (2.-1)$$

$I_{\lambda}(\varphi)$ ist eine Strahldichte, d.h. eine Strahlungsleistung
pro Flächeneinheit, Einheit des Raumwinkels ω und Wellen-
längeneinheit. Die Dimension von $I_{\lambda}(\varphi)$ ist also z.B.

$\text{Wcm}^{-2} \text{sr}^{-1} \text{cm}^{-1}$. Weiter ist

$I_{0\lambda}$	extraterrestrische Sonnenstrahlung
m^*	absolute Luftmasse in Richtung des anvisierten Himmelspunkts; $m^* = p_0/p_n \cdot m$
M^*	absolute Luftmasse in Richtung zur Sonne; $M^* = p_0/p_n \cdot M$
p_0	Luftdruck beim Beobachter
p_n	Normaldruck 1013 mb
m, M	relative Luftmassen; $m \approx \sec z$; $M \approx \sec Z$
z, Z	Zenitwinkel
a_{λ}	der auf die Masse der Normalatmosphäre bezogene Gesamtextinktionskoeffizient; $a_{\lambda} = a_{R\lambda} + a_{D\lambda}$
$a_{R\lambda}$	Extinktionskoeffizient für Rayleigh-Atmosphäre (Molekülextinktion)
$a_{D\lambda}$	Extinktionskoeffizient für Dunst-Atmosphäre (Aerosolextinktion)
$f(\lambda, \varphi)$	absolute Streufunktion; $f(\lambda, \varphi) = f_R(\lambda, \varphi) + f_D(\lambda, \varphi)$
$f_R(\lambda, \varphi)$	Streufunktion für die Luftmoleküle
$f_D(\lambda, \varphi)$	Streufunktion für das Aerosol in der Atmosphäre.

Der Streuwinkel φ zwischen Sonne und anvisiertem Himmelspunkt läßt sich aus der Differenz ΔAz der Azimute des anvisierten Himmelspunktes und der Sonne und den Zenitdistanzen z und Z nach der Gleichung

$$\cos \varphi = \cos z \cos Z + \sin z \sin Z \cos \Delta Az \quad (2.-2)$$

berechnen.

In der Himmelsstrahlungsgleichung (2.-1) beschreiben die Terme

$$\frac{m^*}{M^* - m^*} \left\{ e^{-a_\lambda m^*} - e^{-a_\lambda M^*} \right\} \frac{1}{a_\lambda}$$

die Schwächung der direkten und der gestreuten Sonnenstrahlung in der Atmosphäre.

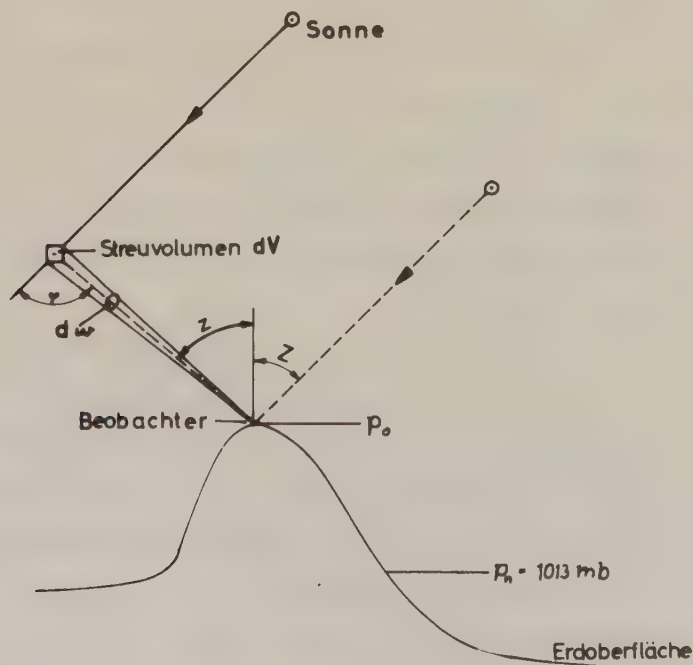


Abb. 1 Strahlengang in der Atmosphäre bei Primärstreuung.

$f(\lambda, \varphi) dV$ ist das Intensitätsverhältnis der von einem Volumenelement dV ausgehenden Streustrahlung zur einfallenden Strahlungsleistung (siehe Abbildung 1).

Die Himmelsstrahlungsgleichung in der Form (2.-1) gilt unter zwei Voraussetzungen. Erstens darf ein Sonnenstrahl auf dem Weg durch die Atmosphäre nur eine einmalige Streuung erfahren. Man vernachlässigt also die Mehrfachstreuung einschließlich einer Reflexion am Erdboden. Eine die Mehrfachstreuung enthaltende Theorie ist zwar vorhanden - sie stammt von CHANDRASEKHAR [1950] -, die exakte numerische Auswertung ist aber bisher nur für eine aerosolfreie Atmosphäre gelungen (COULSON, DAVE und SEKERA [1960]). Ein Näherungsverfahren zur Berücksichtigung der Mehrfachstreuung in einer auch Aerosol enthaltenden Atmosphäre wurde von DE BARY [1963], [1964] durchgeführt. Dabei wird die Mehrfachstreuung der Moleküle exakt berücksichtigt. Für die Aerosolteilchen wird die mit der Trübungsstärke gewichtete Mehrfachstreuung der Moleküle verwendet. Diese Methode ist zulässig, wenn man annimmt, daß die Mehrfachstreuung in erster Näherung nur durch die kleinen Teilchen bewirkt wird. In dieser Arbeit wird die Mehrfachstreuung durch diesen Näherungsansatz berücksichtigt (siehe Abschnitt 2.4).

Die zweite Voraussetzung für die Gültigkeit der Himmelsstrahlungsgleichung (2.-1) ist die Annahme einer gleichmäßigen Durchmischung der Luftmoleküle und Aerosolteilchen in allen Höhen. Das Mischungsverhältnis von Dunst zu Luft müßte also höhenunabhängig sein. Die vertikale Verteilung der größeren Partikel ist jedoch tatsächlich nicht der der Luftmoleküle gleich und ist auch größeren Schwankungen unterworfen. DE BARY, BULLRICH und MÖLLER [1954] haben gezeigt, daß eine geänderte Höhenverteilung des Dunstes die Strahldichte im Sonnenhorizontalkreis unbeeinflusst läßt, während die Himmelspunkte unterhalb und oberhalb des Sonnenhorizontalkreises bei einer Konzentration des Dunstes in tieferen Schichten der Atmosphäre Strahldichten aufweisen, die von denen bei ungeschichteter Atmosphäre abweichen. Neuere Berechnungen von

SPÄNKUCH [1964] zeigen, daß diese Unterschiede mit abnehmender Sonnenhöhe und abnehmender Wellenlänge zunehmen und in Horizontnähe am größten sind. Bei einer Sonnenhöhe von 60° - wie es bei den dieser Arbeit zugrunde liegenden Messungen der Fall ist - treten aber nur noch am Gegenhorizont merkliche Änderungen auf, die schon bei der Wellenlänge $0.7 \mu\text{m}$ verschwindend klein werden. Die Dunstsichtung kann also in dieser Arbeit unberücksichtigt bleiben.

2.2. Streuungsfunktion und Extinktionskoeffizient.

Um die Himmelsstrahlung $I_\lambda(\varphi)$ nach Gleichung (2.-1) berechnen zu können, müssen die Streufunktion $f(\lambda, \varphi)$ und der Extinktionskoeffizient a_λ bekannt sein.

Streuungsfunktion und Extinktionskoeffizient eines individuellen Teilchens lassen sich für kugelförmige Teilchen beliebiger Größe und Materialeigenschaft aus den Maxwell'schen Gleichungen nach MIE [1908] berechnen. Die Streuung an Luftmolekülen nach LORD RAYLEIGH [1881] und [1899] ist in dieser allgemeinen MIE'schen Theorie als der Spezialfall enthalten, bei dem der Radius des Teilchens klein gegenüber der Wellenlänge der einfallenden Strahlung ist.

Die Voraussetzung kugelförmiger Teilchen ist in der Atmosphäre ziemlich gut erfüllt (siehe z.B. FENN [1964]): Ein erheblicher Teil des Aerosols liegt als Lösungströpfchen vor, die als kugelförmig angesehen werden können. Nach elektronenmikroskopischen Untersuchungen von JACOBI, JUNGE und LIPPERT [1953] ist kontinentales natürliches Aerosol nur zu 10% nicht kugelförmig. Auch Kohleteilchen (z.B. Ruß), die in stark besiedelten Gegenden und Industriegebieten vorkommen können, sind nach FENN meistens kugelförmig, wenn auch nach elektronenmikroskopischen Untersuchungen an den Columbia Carbon Research Laboratories aus dem Jahre 1941 kettenförmige Strukturen durchaus vorkommen. VAN DE HULST [1957] vergleicht

einige berechnete Streufunktionen für sphärische und zylindrische Teilchen. Beide stimmen in den charakteristischen Eigenschaften überein und haben gleiche Größenordnung. Die MIEsche Theorie ist also auch zur Beschreibung der Streueigenschaften des Aerosols in der Atmosphäre geeignet.

Zur Berechnung der Streufunktion und des Extinktionskoeffizienten muß außerdem die Größenverteilung der Aerosolteilchen bekannt sein. JUNGE [1952] fand bei Messungen in Frankfurt, auf dem Taunusobservatorium und auf der Zugspitze im Mittel Aerosolgrößenverteilungen in Form von Potenzgesetzen

$$\frac{dN_D(r)}{dr} = \frac{c^*}{r^{v^*+1}} \quad (2.-3)$$

für Teilchen mit Radien zwischen 0.1 und 10 μm . Dabei ist $dN_D(r)$ die Zahl der Teilchen pro Volumeneinheit mit Radien zwischen r und $r+dr$. Ein großes v^* bedeutet relativ viele kleine und relativ wenig große Teilchen, umgekehrt ein kleines v^* wenig kleine, aber viele große Teilchen. Im Mittel fand JUNGE $v^* = 3$. Im Einzelfall kann v^* zwischen 2.5 und 4 schwanken. c^* ist nur von der in der Volumeinheit enthaltenen gesamten Teilchenzahl abhängig.

Schließlich führt man noch als Rechengröße für das Aerosol analog zur Höhe H_R der homogenen (Rayleigh-) Atmosphäre die Höhe H_D der homogenen Dunstatmosphäre ein. Man denkt sich also die Aerosolteilchen gleichmäßig bis zur Höhe H_D mit der Konzentration am Boden verteilt. Aus den verschiedensten Messungen (z.B. Flugzeugmessungen im Jahre 1955 von WEICKMANN [1957]; siehe auch JUNGE [1963]) ergab sich für kontinentales Aerosol, daß die Partikeldichte im Mittel bis 5 km Höhe um zwei Zehnerpotenzen abnimmt, was einem H_D von 1.25 km entspricht.

Mit einer Aerosolgrößenverteilung der Form (2.-3) für Teilchen mit Radien zwischen r_1 und r_2 und mit

$$N_D(r) = 0 \quad (2.-3a)$$

für Teilchenradien kleiner r_1 und größer r_2 erhält man folgende vier Gleichungen für die Extinktionskoeffizienten und die Streufunktionen nach der MIEschen Theorie (siehe z.B. BULLRICH, DE BARY, MÖLLER [1952] oder BULLRICH [1962]):

$$a_{D\lambda} = H_D \int_{r_1}^{r_2} \sigma_{\text{Ext}} dN_D(r) = H_D \pi c^* \left(\frac{\lambda}{2\pi}\right)^{2-\nu^*} K_{\text{Ext}} \quad (2.-4)$$

$$a_{R\lambda} = H_R \frac{32\pi^3 (n_R - 1)^2}{3N_R \lambda^4} \quad (2.-5)$$

$$f_D(\lambda, \varphi) = H_D \left(\frac{\lambda}{2\pi}\right)^2 \int_{r_1}^{r_2} \frac{i_1 + i_2}{2} dN_D(r) = H_D \frac{1}{2} c^* \left(\frac{\lambda}{2\pi}\right)^{2-\nu^*} n(\varphi) \quad (2.-6)$$

$$f_R(\lambda, \varphi) = \frac{3}{16\pi} a_{R\lambda} (1 + \cos^2 \varphi) \quad (2.-7)$$

Dabei ist

- H_D Höhe der homogenen Dunstatmosphäre; $H_D \approx 1.25$ km
- r_1 Radius des kleinsten Teilchens (unterer Grenzzradius)
- r_2 Radius des größten Teilchens (oberer Grenzzradius)
- σ_{Ext} Extinktionsquerschnitt eines einzelnen Teilchens; das ist derjenige Querschnitt, der ebensoviel Strahlung empfangen würde, wie von dem Teilchen extinguiert wird
- K_{Ext} "Integralterm" der Extinktion:

$$K_{\text{Ext}}(n_D; r_1, r_2, \lambda; \nu^*) \equiv \int_{\alpha_1}^{\alpha_2} \kappa_{\text{Ext}}(\alpha, n_D) \alpha^{1-\nu^*} d\alpha$$

α "Größenparameter": $\alpha \equiv \frac{2\pi r}{\lambda}$

n_D Brechungsindex der Aerosolteilchen

κ_{Ext} Extinktionsfaktor eines einzelnen Teilchens;

$$\kappa_{\text{Ext}}(\alpha, n_D) = \frac{\sigma_{\text{Ext}}}{\pi r^2}$$

K_{Ext} entspricht also einem über alle Größen der Aerosolverteilung integrierten Extinktionsfaktor

H_R Höhe der homogenen (Rayleigh-) Atmosphäre; $H_R \approx 8 \text{ km}$

n_R Brechungsindex für reine Luft

N_R Zahl der Luftmoleküle pro Volumeinheit

i_1, i_2 MIEsche Streuintensitätsfunktionen eines einzelnen Teilchens, abhängig von α , n_D und φ ; sie sind den Komponenten der elektrischen Feldstärke senkrecht und parallel zur Beobachtungsrichtung proportional

$\eta(\varphi)$ "Winkelfunktion":

$$\eta(n_D; r_1, r_2; \lambda; v^*; \varphi) \equiv \int_{\alpha_1}^{\alpha_2} (i_1 + i_2) \alpha^{-(v^*+1)} d\alpha;$$

$\eta(\varphi)$ entspricht also einer über alle Größen der Aerosolverteilung integrierten Streuintensitätsfunktion.

Gleichung (2.-4) beschreibt die Extinktion, die sich aus Streuung und Absorption additiv zusammensetzt:

$$a_{D\lambda} = a_{D\lambda}(\text{Streuung}) + a_{D\lambda}(\text{Absorption}) \quad (2.-8)$$

Für reine Streuung gilt entsprechend Gleichung (2.-4)

$$a_{D\lambda}(\text{Streuung}) = H_D \pi c^* \left(\frac{\lambda}{2\pi}\right)^{2-v^*} K_{\text{Str}} \quad (2.-9)$$

Dabei ist ganz analog definiert:

$$K_{\text{Str}} \equiv \int_{\alpha_1}^{\alpha_2} \text{Str} \alpha^{1-v^*} d\alpha = \int_{\alpha_1}^{\alpha_2} \frac{\sigma_{\text{Str}}}{\pi r^2} \alpha^{1-v^*} d\alpha \quad (2.-10)$$

mit K_{Str} "Integralterm" der Streuung

κ_{Str} Streufaktor eines einzelnen Teilchens

σ_{Str} Streuquerschnitt eines einzelnen Teilchens.

Wie z.B. BULLRICH [1962] gezeigt hat, gilt weiter

$$\sigma_{\text{Str}} = 2\pi \int_0^\pi \frac{r^2}{\alpha^2} \frac{i_1 + i_2}{2} \sin \varphi d\varphi \quad (2.11)$$

Aus Gleichung (2.-10) erhält man also folgenden Zusammenhang zwischen dem Integralterm für reine Streuung K_{Str} und der Winkelfunktion $\eta(\varphi)$:

$$K_{\text{Str}} = \int_{\alpha_1}^{\alpha_2} \int_0^{\pi} (i_1 + i_2) a^{-2} \alpha^{1-\nu^*} \sin \varphi \, d\varphi = \int_0^{\pi} \eta(\varphi) \sin \varphi \, d\varphi. \quad (2.-12)$$

Das Verhältnis des Integralterms für reine Streuung K_{Str} zum Integralterm für Streuung und Absorption K_{Ext} wird demnach

$$\frac{K_{\text{Str}}}{K_{\text{Ext}}} = \frac{K_{\text{Ext}} - K_{\text{Abs}}}{K_{\text{Ext}}} = 1 - \frac{K_{\text{Abs}}}{K_{\text{Ext}}} = \int_0^{\pi} \frac{\eta(\varphi)}{K_{\text{Ext}}} \sin \varphi \, d\varphi, \quad (2.-13)$$

denn K_{Ext} ist vom Streuwinkel unabhängig und kann unter das Integral gezogen werden, und analog Gleichung (2.-8) bzw. (2.-9) gelten die beiden Gleichungen

$$K_{\text{Ext}} = K_{\text{Str}} + K_{\text{Abs}} \quad \text{mit } K_{\text{Abs}} = \begin{array}{l} \text{"Integralterm"} \\ \text{der Absorption} \end{array} \quad (2.-14)$$

und

$$a_{D\lambda}(\text{Absorption}) = H_D \pi c^* \left(\frac{\lambda}{2\pi}\right)^{2-\nu^*} K_{\text{Abs}}. \quad (2.-15)$$

Die Gleichung (2.-13) kann man also auch in der Form schreiben

$$\frac{K_{\text{Abs}}}{K_{\text{Ext}}} = \frac{a_{D\lambda}(\text{Absorption})}{a_{D\lambda}(\text{Extinktion})} = 1 - \int_0^{\pi} \frac{\eta(\varphi)}{K_{\text{Ext}}} \sin \varphi \, d\varphi \quad (2.-16)$$

$$\text{mit } a_{D\lambda}(\text{Extinktion}) \equiv a_{D\lambda}.$$

2.3. Anwendung der Theorie auf das Problem der Aerosolabsorption.

Wenn die das Aerosol charakterisierenden Größen n_D , r_1 , r_2 , v^* und c^* bekannt sind, kann man die Streufunktion $f(\lambda, \varphi)$ und den Extinktionskoeffizienten a_λ und damit die Strahldichte $I_\lambda(\varphi)$ berechnen und mit gemessenen Werten vergleichen. Wie gezeigt werden wird, ist es jedoch für einen Vergleich der Meßwerte mit der Theorie und für die Ableitung einer Aerosolabsorption aus den Meßdaten zweckmäßig, die Himmelsstrahlungsgleichung nach $\eta(\varphi)/K_{\text{Ext}}$ aufzulösen.

Aus Gleichung (2.-1) erhält man

$$f_D(\lambda, \varphi) = \frac{I_\lambda(\varphi)}{I_{0\lambda}} a_\lambda \frac{M^* - m^*}{m^*} \left\{ e^{-a_\lambda m^*} - e^{-a_\lambda M^*} \right\}^{-1} - f_R(\lambda, \varphi). \quad (2.-17)$$

Hieraus folgt mit den Gleichungen (2.-4) und (2.-6)

$$\frac{\eta(\varphi)}{K_{\text{Ext}}} = \frac{2\pi}{a_{D\lambda}} \left[\frac{I_\lambda(\varphi)}{I_{0\lambda}} a_\lambda \frac{M^* - m^*}{m^*} \left\{ e^{-a_\lambda m^*} - e^{-a_\lambda M^*} \right\}^{-1} - f_R(\lambda, \varphi) \right] \quad (2.-18)$$

mit $a_{D\lambda} = a_\lambda - a_{R\lambda}$.

Man kann so $\eta(\varphi)/K_{\text{Ext}}$ aus den Meßdaten ableiten, denn $I_\lambda(\varphi)$ wird mit dem Prismenspektrographen und a_λ mit dem Interferenzfilter-Aktinographen gemessen (siehe Abschnitt 3). $I_{0\lambda}$ ist bei JOHNSON [1954] tabelliert. $a_{R\lambda}$ und $f_R(\lambda, \varphi)$ können nach den Gleichungen (2.-5) und (2.-7) bestimmt werden. $a_{R\lambda}$ ist auch tabelliert, z.B. in LINKES METEOROLOGISCHES TASCHENBUCH [1953].

Weiter kann man jedoch aus den nach Messungen erhaltenen Werten $\eta(\varphi)/K_{\text{Ext}}$ die Aerosolabsorption auch direkt ohne jeden Vergleich mit theoretischen Berechnungen ableiten. Nach Gleichung (2.-16) kann man durch Multiplikation der gemessenen Werte $\eta(\varphi)/K_{\text{Ext}}$ mit $\sin \varphi$ und Integration über alle Streuwinkel den Aerosolabsorptionskoeffizienten bezogen auf den Ex-

tinktionskoeffizienten des Aerosols bestimmen. Dabei braucht man Brechungsindex und Größenverteilung des vorhandenen Aerosols nicht zu kennen, denn $\eta(\varphi)/K_{\text{Ext}}$ wird nach Gleichung (2.-18) aus Meßdaten bestimmt. Die gemessenen Werte der Himmelsstrahlung $I_{\lambda}(\varphi)$ müssen noch hinsichtlich Mehrfachstreuung korrigiert werden, denn die Himmelsstrahlungsgleichung ist nur für Primärstreuung gültig (siehe Abschnitt 2.1).

Andererseits kann man η/K_{Ext} als Funktion von n_D , r_1 , r_2 , λ , v^* und φ theoretisch berechnen (siehe Abschnitt 2.2) und an Hand der auftretenden Unterschiede gegenüber den gemessenen Werten $\eta(\varphi)/K_{\text{Ext}}$ auf eine Aerosolabsorption schließen.

Zur theoretischen Berechnung muß man sich zunächst für einen effektiven Brechungsindex des Aerosols in der Atmosphäre entscheiden. Ein beträchtlicher Teil des natürlichen Aerosols besteht aus Tröpfchen einer wässrigen Lösung von hygroskopischen Mischkernen. Über großen Landmassen kommen aber auch unlösliche Partikel wie mineralischer Staub vor. Nach BULLRICH [1962] wurden hauptsächlich folgende Anionen und Kationen nachgewiesen: SO_4^{--} , Cl^- , NO_2^- , NO_3^- , NH_4^+ , Na^+ , Mg^{++} , Ca^{++} , K^+ . Den daraus aufgebauten Salzen kommt ein Brechungsindex zwischen 1.5 und 1.6 zu. Es ist allerdings weitgehend unbekannt, zu welchen Salzen sich diese Ionen zusammensetzen. Ebenso weiß man fast nichts über die Zusammensetzung der unlöslichen anorganischen und organischen Substanzen. Jedenfalls wird man auch hier mit einem Brechungsindex um 1.55 rechnen können. Der Imaginärteil des Brechungsindex dieser Stoffe ist nach FENN [1964] auch im nahen Infrarot von der Größenordnung 10^{-5} und kleiner. Ihr Absorptionseffekt ist also vernachlässigbar klein. Wasser hat außerhalb von Absorptionsbanden einen Brechungsindex von ungefähr 1.33. Der Brechungsindex der wässrigen Lösungshaut von natürlichen Aerosolteilchen dürfte also zwischen 1.33 und 1.60 liegen. BULLRICH nimmt deshalb für seine Berechnungen von $\eta(\varphi)$ und K_{Ext} für das atmosphärische Aerosol einen effektiven Brechungsindex von 1.5 an.

In dicht besiedelten Gegenden und Industriegebieten kommen auch amorphe Teilchen aus Verbrennungsrückständen vor (Ruß, Asche, Kohlenwasserstoffe), deren Absorptionsvermögen nicht mehr vernachlässigbar ist. Im sichtbaren Wellenlängenbereich haben z.B. Kohleteilchen einen Brechungsindex $n_D = 1.59 - 0.66 i$.

In Abbildung 2 sind einige theoretische Ergebnisse für den Quotienten $\eta(\varphi)/K_{\text{Ext}}$ über dem Streuwinkel φ aufgetragen. Brechungsindex n_D und Potenz ν^* der angenommenen Aerosolgrößenverteilung sind Parameter.

Läßt man zunächst einmal die Werte für den komplexen Brechungsindex außer acht (gepunktete Kurve), so sieht man, daß alle Kurven $\eta(\varphi)/K_{\text{Ext}}$ im Streuwinkelbereich um $\varphi = 25^\circ$ sich schneiden. Jedenfalls treten in diesem Streuwinkelbereich die kleinsten Variationen auf. Für $n_D = 1.33$ und 1.50 und $\nu^* = 2.5$ bis 4.0 entnimmt man der Abbildung

$$\frac{\eta}{K_{\text{Ext}}} (\varphi = 25^\circ) \approx 2 ,$$

unabhängig von Brechungsindex und Größenverteilung des Aerosols. Wie DE BARY und BULLRICH [1963] gezeigt haben, spielt die Wahl der Grenzzahlen im Streuwinkelbereich $20^\circ < \varphi < 100^\circ$ keine wesentliche Rolle.

Daß sich die Kurven für reellen Brechungsindex überhaupt irgendwo schneiden müssen, folgt aus Gleichung (2.-13). Denn für $K_{\text{Abs}} = 0$ wird unabhängig von n_D und ν^*

$$\int_0^\pi \frac{\eta(\varphi)}{K_{\text{Ext}}} \sin \varphi \, d\varphi = 1 ,$$

das heißt die Flächen unter den Kurven $\eta(\varphi)/K_{\text{Ext}} \cdot \sin \varphi$ müssen gleich sein. In Abbildung 3 sind einige theoretische Kurven $\eta(\varphi)/K_{\text{Ext}} \cdot \sin \varphi$ als Funktion des Streuwinkels aufgetragen.

Für ein absorbierendes Aerosol dagegen liegen die Werte $\eta(\varphi)/K_{\text{Ext}}$ bei allen Streuwinkeln tiefer als für nichtabsor-

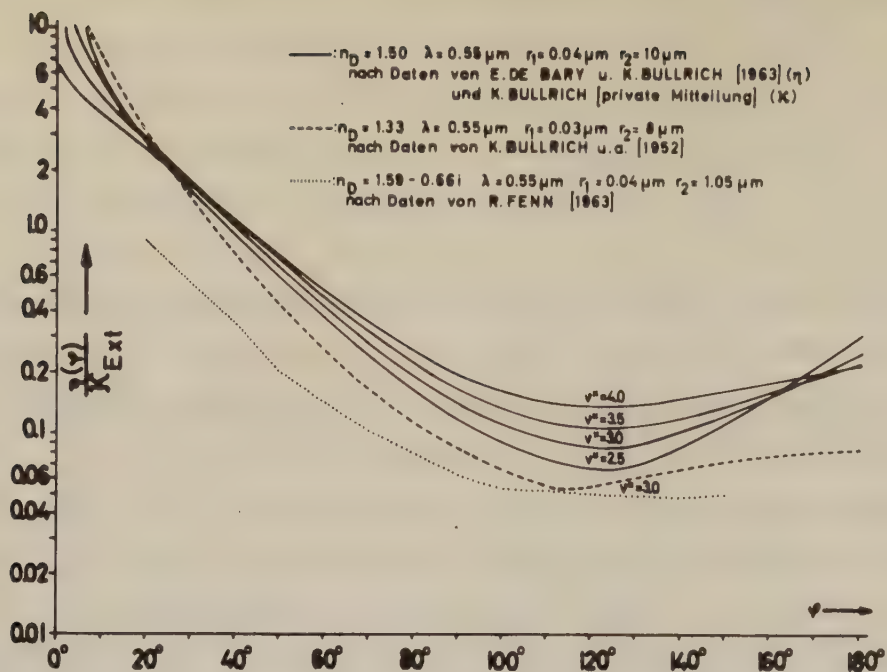


Abb. 2 Quotient $\eta(\varphi)/K_{Ext}$ als Funktion des Streuwinkels φ für verschiedene Brechungsindizes n_D und Exponenten v^* der Aerosolgrößenverteilung.

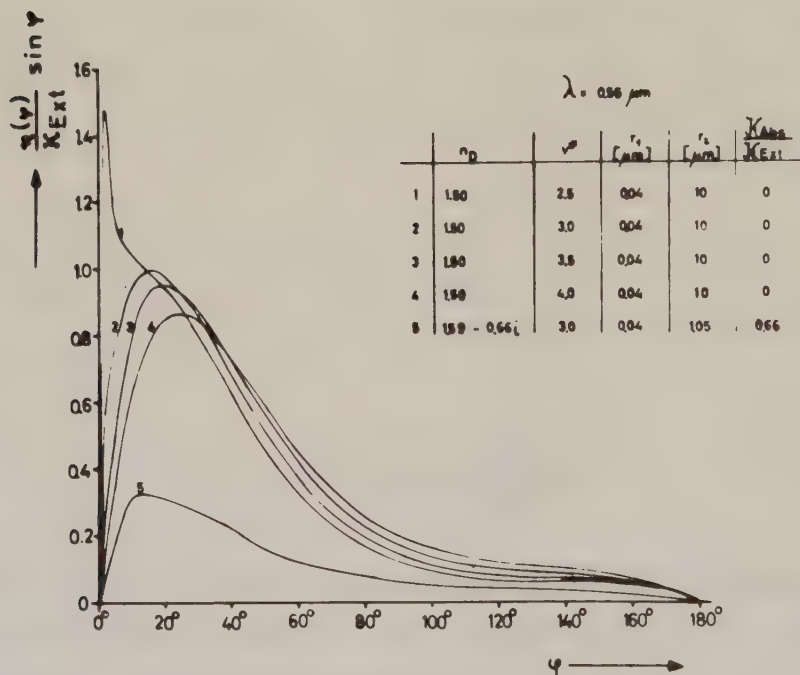


Abb. 3 Bestimmung des auf die Extinktion bezogenen Aerosolabsorptionskoeffizienten K_{Abs}/K_{Ext} aus dem Integral $\int_0^\pi \frac{\eta(\varphi)}{K_{Ext}} \sin \varphi d\varphi$ für verschiedene Brechungsindizes n_D und Exponenten v^* der Aerosolgrößenverteilung.

bierendes Aerosol. Für $n_D = 1.59 - 0.66 i$ (Kohleteilchen) entnimmt man der Abbildung 2

$$\frac{\eta}{K_{Ext}} (\varphi = 25^\circ) = 0.7 ,$$

und aus Gleichung (2.-13) folgt (siehe Abbildung 3)

$$\frac{K_{Abs}}{K_{Ext}} = 66 \% .$$

Man kann also schon aus dem Meßwert der unter $\varphi = 25^\circ$ gestreuten Himmelsstrahlung entnehmen, ob überhaupt eine merkbare Aerosolabsorption vorhanden und ob sie stark oder schwach ist, je nachdem wie groß die Abweichung des gemessenen Wertes $\eta(\varphi)/K_{Ext}$ von 2 ist. Einen genauen Zahlwert der Aerosolabsorption wird man jedoch nur angeben können, wenn Meßwerte über einen großen Streuwinkelbereich vorliegen, damit man die Integration über die Streuwinkel nach Gleichung (2.-13) hinreichend genau ausführen kann.

Aus den Rechnungen von BULLRICH u.a. [1965] sind einige theoretische Werte K_{Abs}/K_{Ext} für komplexe effektive Brechungsindizes in Tabelle I zusammengestellt. Dabei ist folgende Aerosolgrößenverteilung verwendet worden:

$$\begin{aligned} \text{für } 0.1 \leq r \leq 10 \text{ } \mu\text{m} & : dN_D(r)/dr = c^*/r^4 \\ \text{für } 0.04 \leq r \leq 0.1 \text{ } \mu\text{m} & : dN_D(r)/dr = c^*/r_o^4 \\ & \text{mit } r_o = 0.1 \text{ } \mu\text{m} \\ \text{für } r < 0.04 \text{ } \mu\text{m} \text{ und } r > 10 \text{ } \mu\text{m} & : N_D(r) = 0. \end{aligned}$$

Tabelle I: Der auf Extinktion bezogene Aerosolabsorptionskoeffizient K_{Abs}/K_{Ext} für verschiedene komplexe Brechungsindizes n_D ; $\lambda = 0.55 \text{ } \mu\text{m}$.

n_D	$\frac{K_{Abs}}{K_{Ext}}$
1.5 - 0.1 i	0.40
1.5 - 0.01 i	0.10
1.5 - 0.001 i	0.01

Aus einer aus Beobachtungen abgeleiteten Aerosolabsorption $K_{\text{Abs}}/K_{\text{Ext}}$ kann man also durch Vergleich mit den theoretischen Werten der Tabelle I auf die Größenordnung des Imaginärteils des effektiven Brechungsindex schließen.

2.4. Auswahl der Spektralbereiche.

Zur Bestimmung der Absorption durch das atmosphärische Aerosol nach Gleichung (2.-16) mit (2.-18) muß man die Himmelsstrahlung und die direkte Sonnenstrahlung bei Wellenlängen messen, in denen keine Absorption durch die atmosphärischen Gase wie Wasserdampf, Kohlendioxyd und Ozon stattfindet. Denn in Gleichung (2.-18) ist nur die Streuung der atmosphärischen Gase berücksichtigt, wenn man für $a_{\text{R}\lambda}$ den Rayleighschen Streukoeffizienten verwendet, wie er in LINKES METEOROLOGISCHES TASCHENBUCH [1953] tabelliert ist. Die Messungen der Himmelsstrahlung wurden deshalb für die

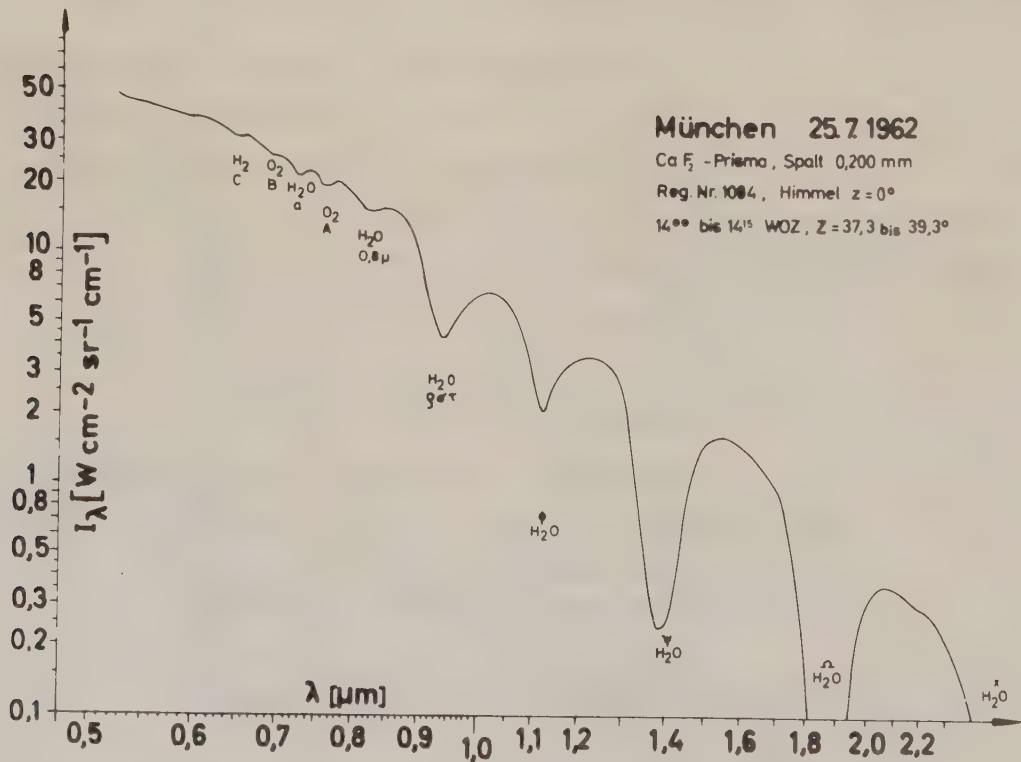


Abb. 4 Spektrale Strahldichte I_{λ} des Zenithimmels im Wellenlängenbereich 0.5 bis 2.5 μm , aufgenommen mit dem Prismenspektrographen.

Wellenlängen $0.519 \mu\text{m}$, $0.894 \mu\text{m}$, $1.23 \mu\text{m}$ und $2.16 \mu\text{m}$ durchgeführt, also außerhalb der starken Wasserdampfbanden $\rho\sigma\tau$ ($0.94 \mu\text{m}$), $\S$ ($1.13 \mu\text{m}$), Ψ ($1.40 \mu\text{m}$), Ω ($1.87 \mu\text{m}$) und X ($2.68 \mu\text{m}$). Ein mit dem Prismenspektrographen aufgenommenes Himmelsspektrum vom 25.7.1962 (Abbildung 4) zeigt, daß die verwendeten Wellenlängen in atmosphärischen "Fenstern" liegen. Daß unter Umständen die Flanken der starken Wasserdampfbanden die Meßergebnisse beeinflussen, muß bei ihrer kritischen Betrachtung berücksichtigt werden (siehe Abschnitt 5). In Tabelle II sind die verwendeten Wellenlängen und die Absorptionsbanden in ihrer Nachbarschaft zusammengestellt. Daraus geht hervor, daß

Tabelle II: Die zur Bestimmung der Dunstabsorption verwendeten Wellenlängen λ und die in ihrer Nachbarschaft liegenden Absorptionsbanden der atmosphärischen Gase

$\lambda = 0.519 \mu\text{m}$	Flanke der Chappuis-Bande des Ozons (0.45 bis $0.75 \mu\text{m}$)
$\lambda = 0.894 \mu\text{m}$	zwischen den Wasserdampfbanden $0.82 \mu\text{m}$ und $\rho\sigma\tau$ ($0.94 \mu\text{m}$); ferner die allerdings schwächeren Wasserdampfbanden bei 0.90 und $0.91 \mu\text{m}$ (vergleiche das Sonnenspektrum der Abbildung 9)
$\lambda = 1.23 \mu\text{m}$	zwischen den Wasserdampfbanden $\S$ ($1.13 \mu\text{m}$) und Ψ ($1.40 \mu\text{m}$); ferner die Sauerstoffbande ν ($1.27 \mu\text{m}$) und die sehr schwache Wasserdampfbande bei $1.20 \mu\text{m}$ (vergleiche das Sonnenspektrum der Abbildung 9)
$\lambda = 2.16 \mu\text{m}$	zwischen den Wasserdampfbanden Ω ($1.87 \mu\text{m}$) und X ($2.68 \mu\text{m}$); ferner die Kohlendioxydbanden ω_1 ($2.01 \mu\text{m}$) und ω_2 ($2.06 \mu\text{m}$)

die Bestimmung der Aerosolabsorption bei $0.519 \mu\text{m}$ auch durch die Absorption in der Flanke der Chappuisbande des Ozons verfälscht sein könnte. Nach VIGROUX [1953] ist bei der Wellenlänge $0.52 \mu\text{m}$ der auf 1 cm Schichtdicke bezogene dekadische Absorptionskoeffizient k_{O_3} des Ozons 0.0204 cm^{-1} . Als Mittelwert der Ozonmenge x_{O_3} ergab sich aus langjährigen Beobachtungen in Arosa nach GÖTZ [1953] der Wert 0.24 cm O_3 . Man erhält somit den auf die Luftmasse 1 bezogenen Absorptionskoeffizienten

$$a_{\text{O}_3} = 2.303 k_{\text{O}_3} x_{\text{O}_3} = 0.0113 ,$$

wobei 2.303 der Umrechnungsfaktor der dekadischen Logarithmen in die natürlichen ist. Mit dem Interferenzfilter-Aktinographen wurde ein Gesamttextinktionskoeffizient $a_{0.55 \mu\text{m}} \approx 0.40$ gemessen (siehe Tabelle IV in Abschnitt 4). Die Ozonabsorption bei der Wellenlänge $0.52 \mu\text{m}$ ist also vernachlässigbar.

2.5. Berücksichtigung der Mehrfachstreuung.

Die Himmelsstrahlungsgleichung in der Form (2.-1) und alle in den Abschnitten 2.1 bis 2.3 abgeleiteten Gleichungen gelten, wie schon betont, nur bei Vernachlässigung der Streuung höherer Ordnung. Die in den bisherigen Gleichungen auftretende Größe $I_\lambda(\varphi)$ ist also nur die primär gestreute Himmelsstrahlung I_{PS} . Gemessen wird aber in allen Fällen die Himmelsstrahlung einschließlich der Streuung höherer Ordnung, also die mehrfach gestreute Himmelsstrahlung I_{MS} . Wie schon in Abschnitt 2.1 erwähnt, berücksichtigt DE BARY [1963][1964] die Streuung höherer Ordnung durch einen Näherungsansatz. Das gleiche Verfahren wird in dieser Arbeit verwendet, um die gemessenen Werte I_{MS} in die in Gleichung (2.-18) auftretende Größe I_{PS} überzuführen.

DE BARY geht von der Annahme aus, daß die Streuung höherer Ordnung zum wesentlichen Teil von den sehr zahlreichen kleinen Teilchen bewirkt wird, und daß diese kleinen Teilchen entsprechend dem Rayleighschen Gesetz streuen. Die Himmelsstrah-

lungsgleichung bei Berücksichtigung der Mehrfachstreuung schreibt sich dann

$$I_{MS} = I_{0\lambda} \frac{m^*}{M^* - m^*} \frac{e^{-a_\lambda m^*} - e^{-a_\lambda M^*}}{a_\lambda} f_{MS} \quad (2.-19)$$

mit

$$f_{MS} = f_{MSRR} + f_{PSDD} + f_{MSRD} - f_{PSRD} \quad (2.-19a)$$

Dieser Ansatz ist dadurch begründet, daß sich die totale Streufunktion additiv aus folgenden Gliedern zusammensetzt:

f_{MSRR} = Streufunktion für Primärstreuung und Streuung höherer Ordnung (Index MS) der Moleküle (R als vierter Index) nach der Rayleighschen Theorie (R als dritter Index)

f_{PSDD} = Streufunktion für Primärstreuung (Index PS) des Dunstes (D als vierter Index) nach der Mieschen Theorie (D als dritter Index)

und einem Korrektionsglied für die Streuung höherer Ordnung des Dunstes $f_{MSRD} - f_{PSRD}$ mit

f_{MSRD} = Streufunktion für Primärstreuung und Streuung höherer Ordnung (Index MS) des Dunstes (Index D) nach dem Verfahren von DE BARY ("gewichtete Rayleighsche Theorie") (Index R)

f_{PSRD} = Streufunktion für Primärstreuung (Index PS) des Dunstes (Index D) nach der "gewichteten Rayleighschen Theorie" (Index R).

Die Berechnung dieser einzelnen Streufunktionen geschieht nach folgenden Gleichungen:

$$f_{MSRR} = \frac{I_{MSRR} a_{R\lambda} (M^* - m^*)}{I_{0\lambda} m^* \left(e^{-a_{R\lambda} m^*} - e^{-a_{R\lambda} M^*} \right)} \quad (2.-20)$$

(folgt aus Gleichung (2.-1)),

wobei I_{MSRR} die von COULSON u.a. tabellierten Werte sind;

$$f_{PSDD} = f_D(\lambda, \varphi) \quad (\text{siehe Gleichung (2.-6)}); \quad (2.-21)$$

$$f_{\text{PSRD}} = \frac{3}{16\pi} a_{D\lambda} (1 + \cos^2 \varphi) \quad (2.-22)$$

(analog Gleichung (2.-7));

$$f_{\text{MSRD}} = \frac{I_{\text{MSRD}} a_{D\lambda} (M^* - m^*)}{I_{0\lambda} m^* \begin{pmatrix} -a_{D\lambda} m^* & -a_{D\lambda} M^* \\ e & -e \end{pmatrix}} \quad (2.-23)$$

(folgt aus Gleichung (2.-1)),

wobei I_{MSRD} ebenfalls die von COULSON u.a. tabellierten Werte sind, nur jetzt für die Wellenlänge, bei der die Molekül-atmosphäre den Extinktionskoeffizienten $a_{D\lambda}$ hätte. I_{MSRD} ist also die Intensität der Rayleigh-Atmosphäre, die den gleichen Extinktionskoeffizienten, also die gleiche optische Dicke wie die Dunst-atmosphäre hat. Es sei zum Beispiel bei der Wellenlänge $\lambda = 0.519 \mu\text{m}$ ein Dunstextinktionskoeffizient $a_{D\lambda} = 0.318$ gemessen worden. Ein $a_{R\lambda^*} = 0.318$ entspricht aber der Wellenlänge $\lambda^* = 0.413 \mu\text{m}$. I_{MSRD} ist dann für die Wellenlänge λ^* aus dem Tabellenwerk von COULSON u.a. aufzusuchen, das heißt

$$I_{\text{MSRD}}(\lambda) = I_{\text{MSRR}}(\lambda^*) \quad (2.-24)$$

Übrigens müßten eigentlich in den Gleichungen (2.-20) und (2.-23) die Extinktionskoeffizienten für Mehrfachstreuung stehen, also $a_{\text{MSR}\lambda}$ statt $a_{R\lambda}$ und $a_{\text{MSD}\lambda}$ statt $a_{D\lambda}$. DE BARY [1964] hat jedoch gezeigt, daß der Unterschied nicht allzu groß sein kann.

Will man gemäß Gleichung (2.-18) den Wert $\eta(\varphi)/K_{\text{Ext}}$ aus dem Meßwert I_{MS} berechnen, so muß man an ihm folgende Korrektur anbringen:

$$I_{\text{MS}} \left(1 - \frac{f_{\text{HO}}}{f_{\text{MS}}}\right) = I_{\text{PS}} \quad (2.-25)$$

mit f_{HO} = Streufunktion für Streuung höherer Ordnung der Moleküle und des Dunstes.

Denn man kann schreiben

$$f_{\text{PS}} = f_{\text{MS}} - f_{\text{HO}} = f_{\text{MS}} \left(1 - \frac{f_{\text{HO}}}{f_{\text{MS}}}\right).$$

In den Abbildungen 5 und 6 ist an Hand von Beispielen für eine Sonnenhöhe von $53^\circ 10'$ und für einen Trübungsfaktor $T = 4$ die

Mehrfachstreuung dargestellt, wie sie sich nach der DE BARYschen Methode errechnet. Der Trübungsfaktor T ist nach LINKE [1922] definiert durch das Verhältnis von Gesamtextinktionskoeffizient zu Rayleighschen Extinktionskoeffizienten, also

$$T_{\lambda} = \frac{a_{\lambda}}{a_{R\lambda}} = \frac{a_{R\lambda} + a_{D\lambda}}{a_{R\lambda}} \quad (2.-26)$$

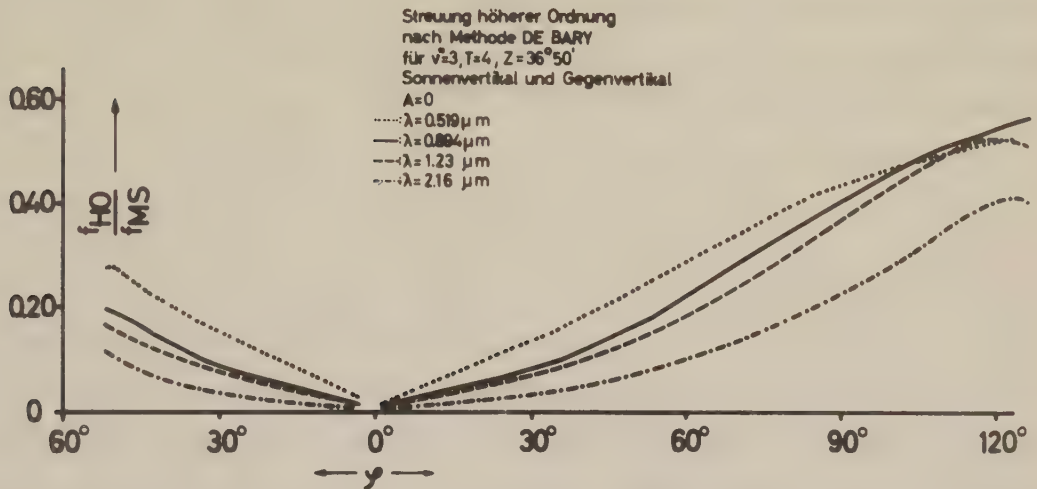


Abb. 5 Streuung höherer Ordnung bezogen auf die Gesamtstreuung in Abhängigkeit vom Streuwinkel φ für verschiedene Wellenlängen λ ; Erdbodenalbedo $A=0.0$.

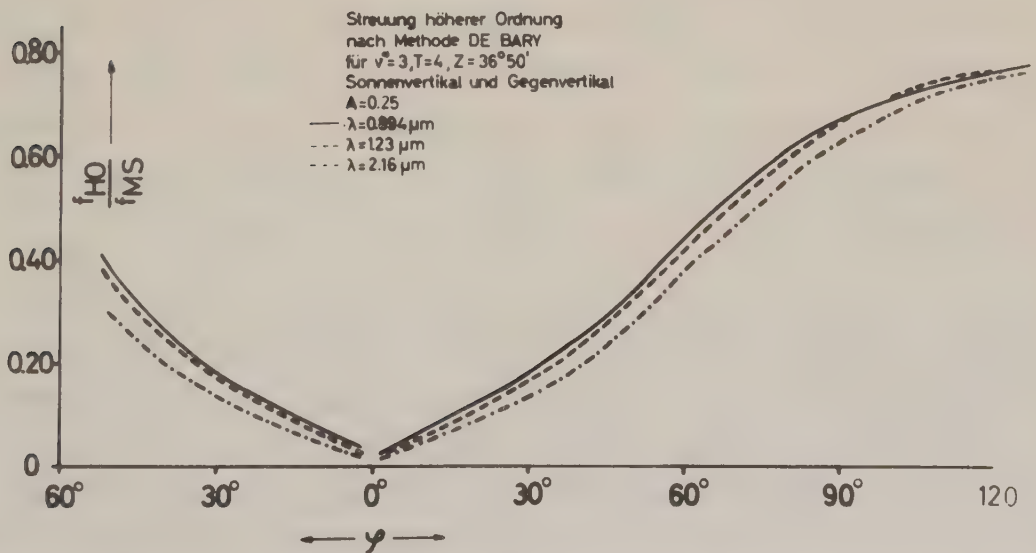


Abb. 6 Streuung höherer Ordnung bezogen auf die Gesamtstreuung in Abhängigkeit vom Streuwinkel φ für verschiedene Wellenlängen λ ; Erdbodenalbedo $A=0.25$.

Der Trübungsfaktor ist demnach von der Wellenlänge abhängig. In dieser Arbeit wird der Trübungsfaktor auf die Wellenlänge $0.55 \mu\text{m}$ bezogen und zur Abkürzung $T_{0.55 \mu\text{m}} \equiv T$ geschrieben.

In den Abbildungen 5 und 6 ist über dem Streuwinkel φ der Quotient $f_{\text{HO}}/f_{\text{MS}}$ aufgetragen, also die Streuung höherer Ordnung bezogen auf die Gesamtstreuung. Man entnimmt den Abbildungen, daß die Streuung höherer Ordnung mit zunehmendem Streuwinkel φ , mit abnehmender Wellenlänge λ und mit zunehmender Albedo A des Erdbodens zunimmt.

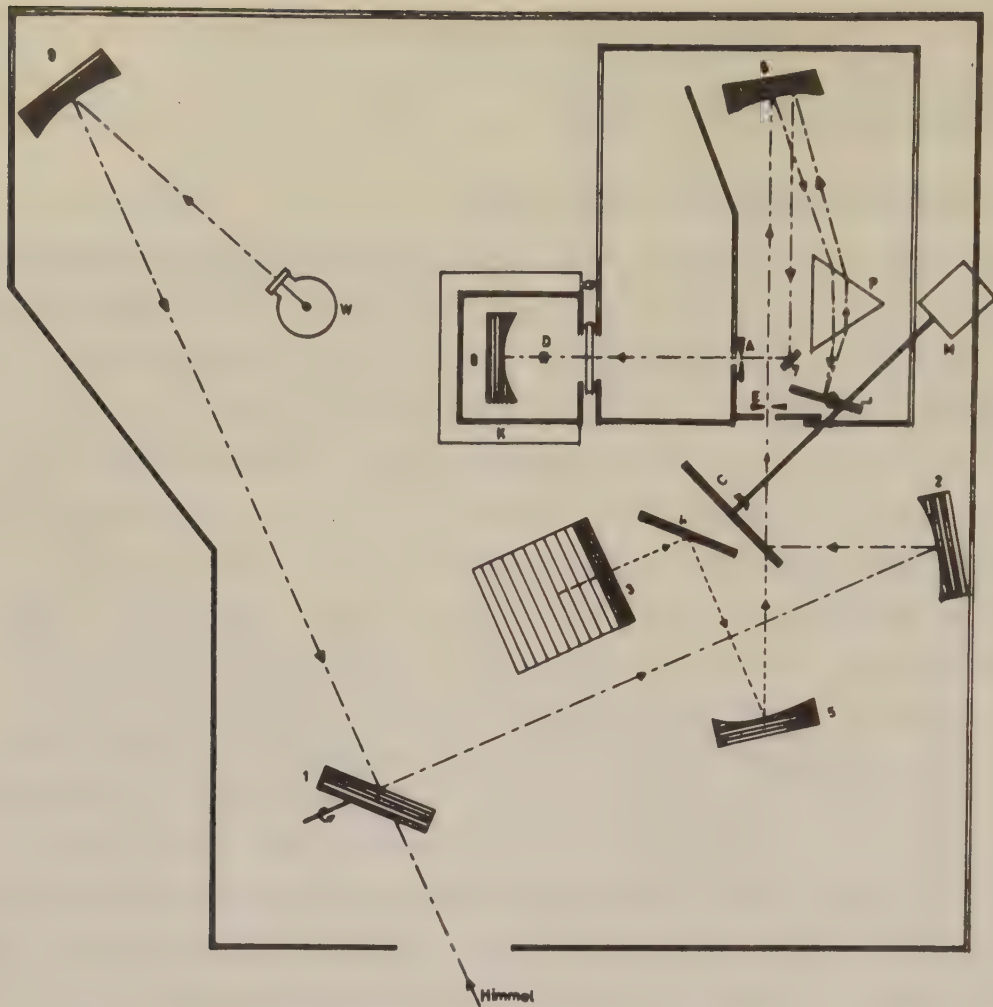
3. BESCHREIBUNG DER MESSAPPARATUR.

3.1. Der Prismenspektrograph.

3.1.1. Aufbau und Wirkungsweise.

Zur Messung von Spektren der gestreuten Himmelsstrahlung im Wellenlängenbereich von 0.5 bis 2.5 μm dient ein Prismenspektrograph, der im Rahmen eines Forschungsauftrages des Bundesministers der Verteidigung gebaut wurde (BOLLE, LEUPOLT, MÖLLER [1961] und [1963]). Das Kernstück des Spektrographen ist ein Monochromator Perkin-Elmer Modell 12 C mit der zugehörigen Verstärker- und Registriereinrichtung. Als dispergierendes Element kann ein Glasprisma oder ein CaF_2 -Prisma verwendet werden. Der Monochromator erhielt einen Doppelstrahl-Spiegelvorsatz, um ihn für den speziellen Verwendungszweck brauchbar zu machen. Der halbe Gesichtsfeldwinkel des Spektrographen beträgt etwa 1° . Der Aufbau des Spektrographen ist in Abbildung 7 schematisch dargestellt. Der untere Teil der Abbildung zeigt das vor dem Eintrittsspalt E des Monochromators befindliche Spiegelsystem, mit dem die Strahlung von verschiedenen Himmelspunkten empfangen werden kann. Es wird mit der Wechsellichtmethode gearbeitet. Die Meßstrahlung und die Strahlung eines schwarzen Körpers werden moduliert und abwechselnd mit der Modulationsfrequenz auf den Monochromator gegeben. Der Empfänger "sieht" also in schneller Folge abwechselnd gegen den Himmel und in einen schwarzen Körper. Registriert wird die Differenz der beiden Strahlungsleistungen. Der Spiegelvorsatz ist symmetrisch aufgebaut, damit der Einfluß der Spiegel auf die Meß- und Vergleichsstrahlung gleich ist.

Das Wechselsignal wird durch die als Sektorenscheibe ausgebildete Spiegelscheibe C (Chopper) erhalten. Die Meßstrahlung gelangt von dem auf eine bestimmte Zenitdistanz einstellbaren Planspiegel 1 auf den außeraxialen Parabolspiegel 2, der die Strahlung über die rotierende Spiegelscheibe C auf dem Eintrittsspalt E fokussiert. Der Chopper unterbricht den Strahlengang mit einer Frequenz von 13 Hz. Während jeder Halbperiode, in der die



- | | |
|------------------------------------|--------------------|
| 1,2,4,7 Planspiegel | P Glasprisma |
| 2,3,5,9 außeraxiale Parabolspiegel | L Littrowspiegel |
| 8 elliptischer Spiegel | D Detektor |
| C Chopper | W Wolframbandlampe |
| M Chopper - Motor | Q Quarzplatte |
| E Eintrittsspalt | K Kühlung |
| A Austrittsspalt | |

Abb. 7 Schematischer Aufbau des Prismenspektrographen.

Sektorenscheibe den Strahlengang Himmel - Spalt unterbricht, gelangt die Vergleichsstrahlung des schwarzen Körpers, der sich unter dem Planspiegel 3 befindet, über die Planspiegel 3 und 4 und über den außeraxialen Parabolspiegel 5 in den Monochromator. Meßstrahlung und Vergleichsstrahlung erleiden also die gleiche Anzahl von Reflexionen.

Der divergente Strahl, der durch den Eintrittsspalt E in den Monochromator gelangt, wird von einem außeraxialen Parabolspiegel 6 gebündelt und durch ein Prisma P spektral zerlegt. Die

dispergierte Strahlung wird an dem Littrowspiegel L reflektiert, durchsetzt das Prisma ein zweites Mal und wird - nur wenig von der Einfallrichtung abweichend - vom Kollimatorspiegel 6 nach seitlicher Ablenkung durch einen Planspiegel 7 auf den Austrittsspalt A fokussiert. Der Eintrittsspalt ist gekrümmt, um die durch das Prisma hervorgerufene Krümmung des Spaltbildes zu kompensieren. Die Änderung der Wellenlänge geschieht durch Drehung des Littrowspiegels L um eine durch seine Ebene gehende vertikale Achse mittels eines Wellenlängenmikrometers.

Der elliptische Spiegel 8 fokussiert die Strahlung auf einem photoelektrischen Empfänger D, einer PbS-Zelle. Sie wird durch einen Eiswassermantel auf konstanter Temperatur gehalten, da die Empfindlichkeit der PbS-Zelle temperaturabhängig ist. Ein Vorverstärker ist in unmittelbarer Nähe unterhalb der PbS-Zelle montiert. Von ihm gelangt das Signal in den eigentlichen 13 Hz-Verstärker. Das verstärkte Signal wird mechanisch durch einen Kommutator auf der Achse eines Synchronmotors gleichgerichtet. Dieser Motor läuft mit dem Motor des Choppers in Phase, was durch Drehung der Motorachse während des Betriebes erreicht wird. Das Gleichspannungssignal wird auf das Registriergerät, einen Leeds and Northrup Speedomax-Kompensographen gegeben.

Der Spektrographentisch ist auf einem Stativ schwenkbar montiert, so daß gemeinsam mit der Drehung des Spiegels 1 alle Himmelspunkte angemessen werden können.

3.1.2. Wellenlängeneichung.

Die Wellenlänge der auf den Strahlungsempfänger auftreffenden Strahlung ist durch die Stellung des Littrowspiegels im Monochromator bestimmt (siehe Abschnitt 3.1.1). Die Wellenlängen-Mikrometertrommel des Littrowspiegels muß experimentell geeicht werden. Dazu wurde unter Verwendung eines Heliostaten das Sonnenspektrum aufgenommen, dessen Absorptionslinien durch Vergleich mit den Atlanten und Tafeln von MOHLER u.a. [1950] und [1955] und MINNAERT u.a. [1940] sowie den Angaben bei HERZBERG [1962] identifiziert wurden. Zwei Ausschnitte der Re-



Abb. 8 Ausschnitt der Registrierung eines Sonnenspektrums; Wellenlänge $\lambda = 0.45$ bis $0.47 \mu\text{m}$.

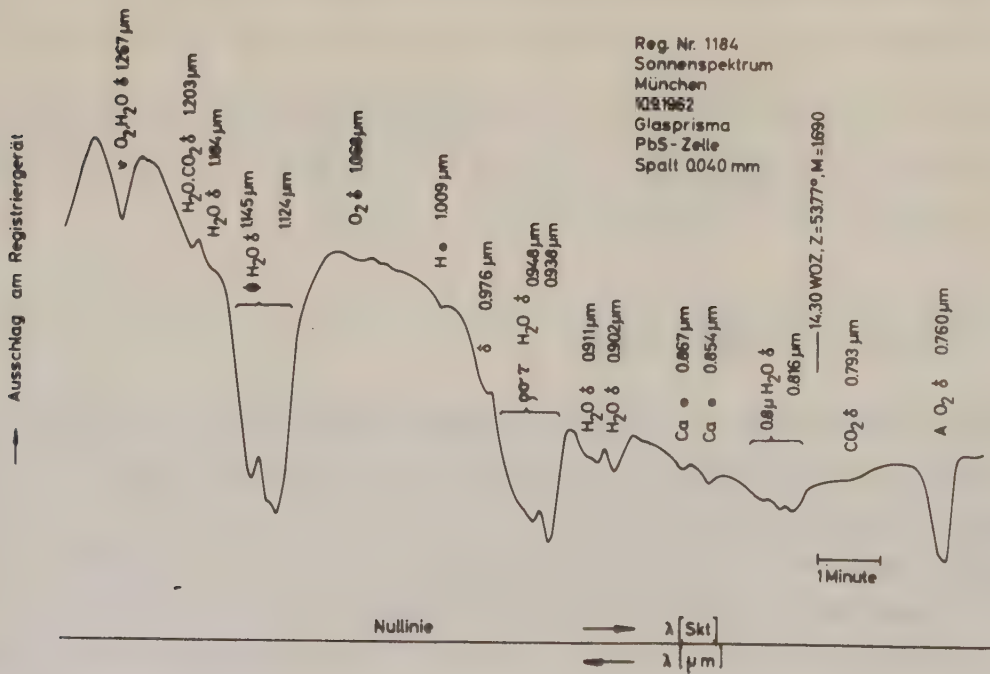


Abb. 9 Ausschnitt der Registrierung eines Sonnenspektrums; Wellenlänge $\lambda = 0.75$ bis $1.30 \mu\text{m}$.

gistrierung eines solchen Sonnenspektrums mit dem Prismenspektrographen sind in den Abbildungen 8 und 9 mit den jeweiligen Identifikationen und Wellenlängen der einzelnen Absorptionslinien bzw. -banden wiedergegeben. Die so gefundene Dispersionskurve für das Glasprisma ist in der Abbildung 10 dargestellt (gestrichelte Kurve).

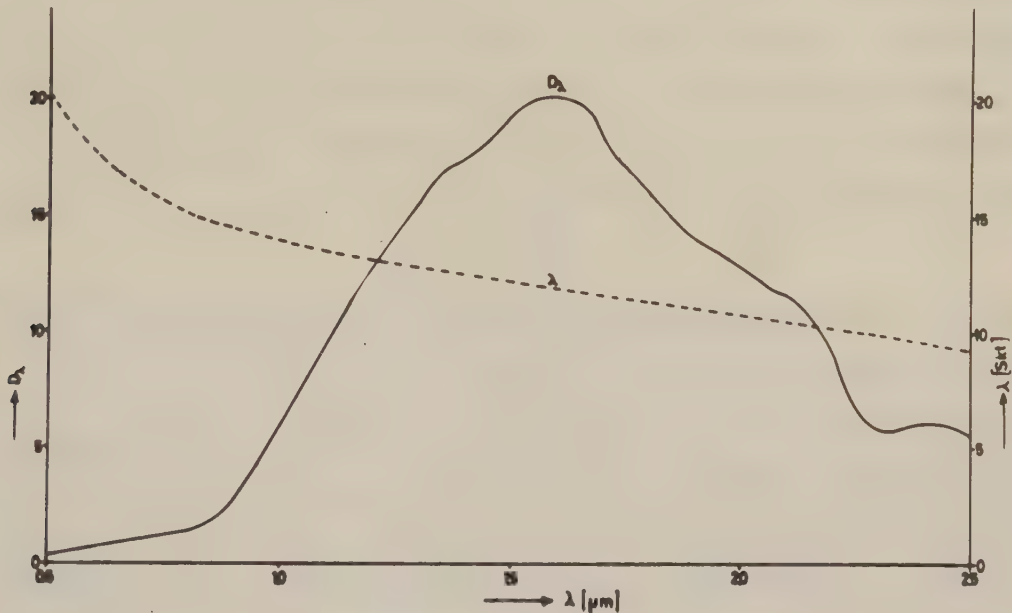


Abb. 10 Dispersionskurve (Wellenlänge λ in Skalenteilen der Mikrometertrommel als Funktion der Wellenlänge λ in μm) und Transmissionsfunktion (Durchlässigkeit D_λ des Spektrographen als Funktion der Wellenlänge) für Glasprisma.

3.1.3. Absoluteichung.

Die registrierte Himmelsstrahlung wurde mit der Strahlung einer Wolframbandlampe und der Strahlung eines zweiten schwarzen Körpers verglichen. Durch dieses Verfahren ist es möglich, die absolute spektrale Strahldichte der gestreuten Himmelsstrahlung zu bestimmen.

Der schwarze Körper besteht aus einem Rohr mit eingesetzten Blenden und ist innen mit optischem Mattlack geschwärzt. Das Rohr ist von einem Mantel umgeben, durch den Wasser von konstanter Temperatur strömt. Die Strahlungstemperatur T des schwarzen

Körpers wird mit Thermoelementen gemessen, die an der Innenseite des Rohres angebracht sind.

Bei der Eichung "sehen" die beiden Planspiegel 1 und 3 (siehe Abbildung 7) abwechselnd die beiden schwarzen Körper, die sich auf zwei verschiedenen Temperaturen T_1 und T_2 befinden. Die Differenz

$$\Delta B_\lambda = B_\lambda(T_1) - B_\lambda(T_2) \quad (3.-1)$$

der Strahldichten der beiden schwarzen Körper wird aus dem Tabellenwerk von FERRISO [1962] entnommen. Der Ausschlag A_λ^{Sk} des Registriergerätes ist gegeben durch

$$A_\lambda^{\text{Sk}} = C D_\lambda \Delta B_\lambda, \quad (3.-2)$$

wobei D_λ die Transmissionsfunktion des Spektrographen und C die Eichkonstante ist. In der Transmissionsfunktion stecken als wellenlängenabhängige Faktoren die Dispersion und Absorption durch das Prisma, die Absorption durch den Wasserdampf und das Kohlendioxyd der Luft im Spektrographen, die Änderung des durch das Prisma ausgenutzten Bündelquerschnitts und eine möglicherweise vorhandene Wellenlängenabhängigkeit der Reflexion am Prisma, ferner auch die spektrale Empfindlichkeit des Detektors.

Die schwarzen Körper können durch Heizen des umlaufenden Wassers nur bis auf etwa 90°C erwärmt werden. Ihre meßbare Strahlung setzt deshalb erst bei etwa $2.5\ \mu\text{m}$ ein. Zur D_λ -Bestimmung für den kurzwelligeren Spektralbereich wird deshalb eine Wolframbandlampe verwendet, deren relative spektrale Strahldichte nach Messungen der Physikalisch-Technischen Bundesanstalt bekannt ist. Die Strahlung der Lampe wird mittels eines außeraxialen Parabolspiegels 9 (siehe Abbildung 7) parallelisiert und fällt auf den Empfangspiegel 1 des Spektrographen. Die Strahldichte der Lampe auf dem Empfangspiegel kann also nicht wie im Fall der schwarzen Körper in absoluten Einheiten angegeben werden. Auf den Empfangspiegel fällt die Strahldichte $k B_\lambda^{\text{Lampe}}$, wobei der konstante Faktor k auch die Geometrie sowie die Reflexionsverluste am zusätzlichen Parabolspiegel 9 enthält. Die Reflexion dieses Spiegels kann im Bereich von 0.5 bis $2.5\ \mu\text{m}$ als wellenlängenunabhängig angenommen werden. Bei der Eichung mit der Wolframbandlampe ist die zum Vergleich benutzte Strahlung des schwarzen

Körpers $B_{\lambda}(T_2)$ vernachlässigbar, sodaß hier analog Gleichung (3.-2) gilt

$$A_{\lambda}^{\text{Lampe}} = C D_{\lambda} k B_{\lambda}^{\text{Lampe}}, \quad (3.-3)$$

wobei $A_{\lambda}^{\text{Lampe}}$ der Ausschlag des Registriergerätes bei der Eichung mit der Wolframbandlampe ist. Der Faktor k läßt sich aus der Eichung mit den zwei schwarzen Körpern bestimmen, weil für die Wellenlängen, für die die Schwarzkörperereichung noch brauchbare Ausschläge am Registriergerät liefert, die Ergebnisse nach Gleichung (3.-2) mit denen nach Gleichung (3.-3) übereinstimmen müssen. In Abbildung 10 ist die Transmissionsfunktion des Spektrographen mit Glasprisma und PbS-Zelle als Empfänger dargestellt.

Die spektrale Strahldichte der Himmelsstrahlung ist dann gegeben durch

$$I_{\lambda} = \frac{A_{\lambda}^{\text{Himmel}}}{C D_{\lambda}} - B_{\lambda}(T_2), \quad (3.-4)$$

wobei $A_{\lambda}^{\text{Himmel}}$ der Ausschlag des Registriergerätes bei der Messung der Himmelsstrahlung ist. Auch gegenüber der Himmelsstrahlung ist die Strahlung $B_{\lambda}(T_2)$ des schwarzen Vergleichskörpers im interessierenden Spektralbereich von 0.5 bis 2.5 μm vernachlässigbar. Gleichung (3.-4) läßt sich also auch schreiben in der Form

$$I_{\lambda} = \frac{A_{\lambda}^{\text{Himmel}}}{C D_{\lambda}}. \quad (3.-5)$$

3.2. Der Interferenzfilter-Aktinograph.

Zur Messung des Extinktionskoeffizienten stand ein mit Interferenzfiltern ausgerüsteter Aktinograph zur Verfügung. Er wurde zur optischen Bestimmung des totalen Wasserdampfgehalts der Atmosphäre entwickelt, liefert jedoch auch den Extinktionskoeffizienten der Atmosphäre in den wasserdampffreien Spektralbereichen.

Das Gerät besteht aus einem der Sonne parallaktisch nachgeführten Meßkopf, mit dem die Intensität der direkten Sonnenstrahlung, die am Erdboden ankommt, in verschiedenen schmalen Spektralbereichen gemessen wird. Die Ausfilterung der Spektralbereiche geschieht

durch Interferenzfilter mit Halbwertsbreiten von 15 bis 40 nm im Spektralbereich von 0.7 bis 1.6 μm .

Die Bestimmung des Extinktionskoeffizienten ist allerdings mit diesem Instrument nur mit begrenzter Genauigkeit möglich, da sein halber Gesichtsfeldwinkel etwa 8.5° beträgt. Das Gerät empfängt also nicht nur die direkte Strahlung der Sonne, sondern auch gestreute Himmelsstrahlung aus der Sonnenumgebung. Diese Vorwärtsstreuung wächst stark mit zunehmender atmosphärischer Trübung. Deshalb liefert auch die Extrapolation zur Luftmasse 0, die zur Eichung durchgeführt werden muß, verschiedene "extra-terrestrische" Ausschläge am Registriergerät, je nachdem die Trübung stark oder schwach ist. Dem größten und dem kleinsten dieser Werte entsprechen ein maximaler (a_λ^{max}) und ein minimaler (a_λ^{min}) Wert des Extinktionskoeffizienten.

Aufbau, Wirkungsweise und Eichung des Interferenzfilter-Aktinographen sind ausführlich beschrieben bei BOLLE, MÖLLER, QUENZEL u.a. [1962], [1964] und [1965].

4. MESSERGEBNISSE.

4.1. Meßbedingungen.

Es wurden Meßreihen ausgewertet, die im Stadtgebiet von München am 25. und 26. Juli 1962 durchgeführt wurden. Der Meßplatz befand sich auf einem Turm im Gelände der Universität München. Weitere Meßreihen, insbesondere außerhalb des Großstadtdunstes, konnten noch nicht durchgeführt werden. Die meteorologischen Beobachtungsdaten, die am Meßort gewonnen wurden, sind in Tabelle III zusammengefaßt. Die allgemeine Wetterlage war folgende. Ein ausgedehntes Hochdruckgebiet lag am 25.7. über dem Karpatenraum und wanderte weiter nach Osten. Ein vom Ostatlantik nachfolgendes Tief lag mit seinem Kern über der Bretagne. Seine Kaltfront hatte mit Gewittern Westfrankreich erreicht. Auf der Vorderseite des Tiefs strömte sehr warme und trockene Luft aus Südfrankreich nach Deutschland. Im Laufe der Nacht zum 26.7. kam die feuchte, aber kaum kühlere Meeresluft aus der Biskaya über Frankreich weiter voran und löste am Mittel- und Niederrhein Gewitter aus. Im Süden kam die Kaltfront wegen Föhneinfluß nur zögernd voran und erreichte Süddeutschland erst gegen Mittag des 26.7.

Zur Bestimmung der Himmelsstrahlung I_{λ} in Abhängigkeit vom Streuwinkel φ wurde der Himmel mit dem Prismenspektrographen bei fester Wellenlänge abgetastet, indem bei festem Meßazimut die Meßhöhe variiert wurde, während sich der Ort der Sonne am Himmel im Laufe der Zeit änderte. Die verschiedenen Meßserien sind in den folgenden Abbildungen durch verschiedene Symbole gekennzeichnet. Die Meßbedingungen sind in Tabelle IV aufgeführt.

Tabelle IV Fortsetzung

Symbol der Meßserie	Reg.Nr.	Datum	Meßzeit WOZ	Z	az	ΔAz	v^*		$a_D; 0.55 \mu m$		$T_{0.55 \mu m}$	
							I	II	I	II	I	II
$\otimes$ $\square$ ∇ $\lambda = 1.23 \mu m$ $\times$ $+$ $*$ $\triangle$ $\circ$ $\otimes$ $\square$ ∇	1111	26.7.	12.15-12.25	29°	7°	180-184°	3.03	3.33	0.35	0.30	4.5	4.0
	1112	"	12.55-13.00	31°	7°	199-202°	3.03	3.33	0.35	0.31	4.5	4.1
	1116	"	14.00-14.10	38-39°	7°	225-227°	3.07	3.31	0.36	0.31	4.6	4.1
	1097	25.7.	15.30-15.40	51-53°	252°	2- 6°	3.21	3.54	0.32	0.31	4.2	4.1
	1098	"	16.20-16.30	59-60°	347°	80- 82°	3.21	3.46	0.33	0.32	4.3	4.2
	1103	26.7.	8.50- 9.00	46-47°	7°	103-105°	3.39	4.24	0.25	0.25	3.5	3.5
	1105	"	9.35- 9.45	39-41°	7°	116-118°	3.14	3.48	0.33	0.29	4.3	3.9
	1107	"	10.30-10.40	33-34°	7°	133-137°	3.33	3.77	0.36	0.32	4.6	4.2
	1111	"	12.05-12.15	29°	7°	176-180°	3.04	3.35	0.33	0.29	4.3	3.9
	1112	"	13.00-13.10	31-32°	7°	203-206°	3.03	3.32	0.35	0.31	4.5	4.1
$\lambda = 2.16 \mu m$ $\times$ $+$ $\triangle$ $\otimes$ $\square$	1116	"	14.20-14.30	40-42°	7°	229-233°	3.07	3.31	0.36	0.31	4.6	4.1
	1097	25.7.	15.45-15.55	53-55°	252°	6- 8°	3.20	3.48	0.33	0.31	4.3	4.1
	1098	"	16.10-16.20	57-58°	347°	82- 85°	3.21	3.46	0.33	0.32	4.3	4.2
	1105	26.7.	9.25- 9.35	41-43°	7°	112-114°	3.33	4.00	0.29	0.28	3.9	3.8
	1111	"	11.55-12.05	29°	7°	178-182°	3.04	3.35	0.33	0.29	4.3	3.9
	1112	"	13.15-13.20	32-33°	7°	206-209°	3.03	3.32	0.35	0.31	4.5	4.1

4.2. Ergebnisse ohne Mehrfachstreuukorrektur.

In den Abbildungen 11 bis 14 sind die aus den Meßdaten berechneten Quotienten $\eta(\varphi)/K_{\text{Ext}}$ im logarithmischen Maßstab über dem Streuwinkel φ dargestellt, und zwar ohne Korrektur der Himmelsstrahlungswerte bezüglich Mehrfachstreuung. Zum Vergleich sind einige theoretische Kurven aus der Abbildung 2 übernommen.

Die oberen Diagramme in den Abbildungen beziehen sich jeweils auf den Wert a_{λ}^{max} des Extinktionskoeffizienten, die unteren Diagramme auf a_{λ}^{min} . Diese zwei extremen Extinktionskoeffizienten resultieren aus den Fehlergrenzen der Messungen mit dem Interferenzfilter-Aktinographen (siehe Abschnitt 3.2). Ein Vergleich der zwei übereinander stehenden Diagramme zeigt, daß sich diese Fehler auf die Werte $\eta(\varphi)/K_{\text{Ext}}$ für die Wellenlänge $\lambda=0.519 \mu\text{m}$ kaum auswirken. jedoch mit zunehmender Wellenlänge stärker ins Gewicht fallen.

Schon aus den noch unkorrigierten Meßwerten $\eta(\varphi)/K_{\text{Ext}}$ kann man entnehmen, daß während der Messung ein Aerosol vorhanden gewesen sein muß, dessen Absorption nicht vernachlässigt werden kann. Denn im Streuwinkelbereich $\varphi \approx 25^\circ$ liegen die gemessenen Werte $\eta(\varphi)/K_{\text{Ext}}$ bedeutend tiefer als die für ein nichtabsorbierendes Aerosol berechneten Kurven. Daß bei größeren Streuwinkeln die Meßwerte größer als die theoretischen Werte sind, liegt an der Mehrfachstreuung. Die theoretischen Kurven gelten nur für Primärstreuung, während die Streuung höherer Ordnung natürlich mitgemessen wurde. Bei großen Streuwinkeln wird also eine Aerosol-emission vorgetäuscht, die aber durch die Streuung höherer Ordnung an den Molekülen und Aerosolteilchen und durch die Reflexion am Erdboden hervorgerufen wird.

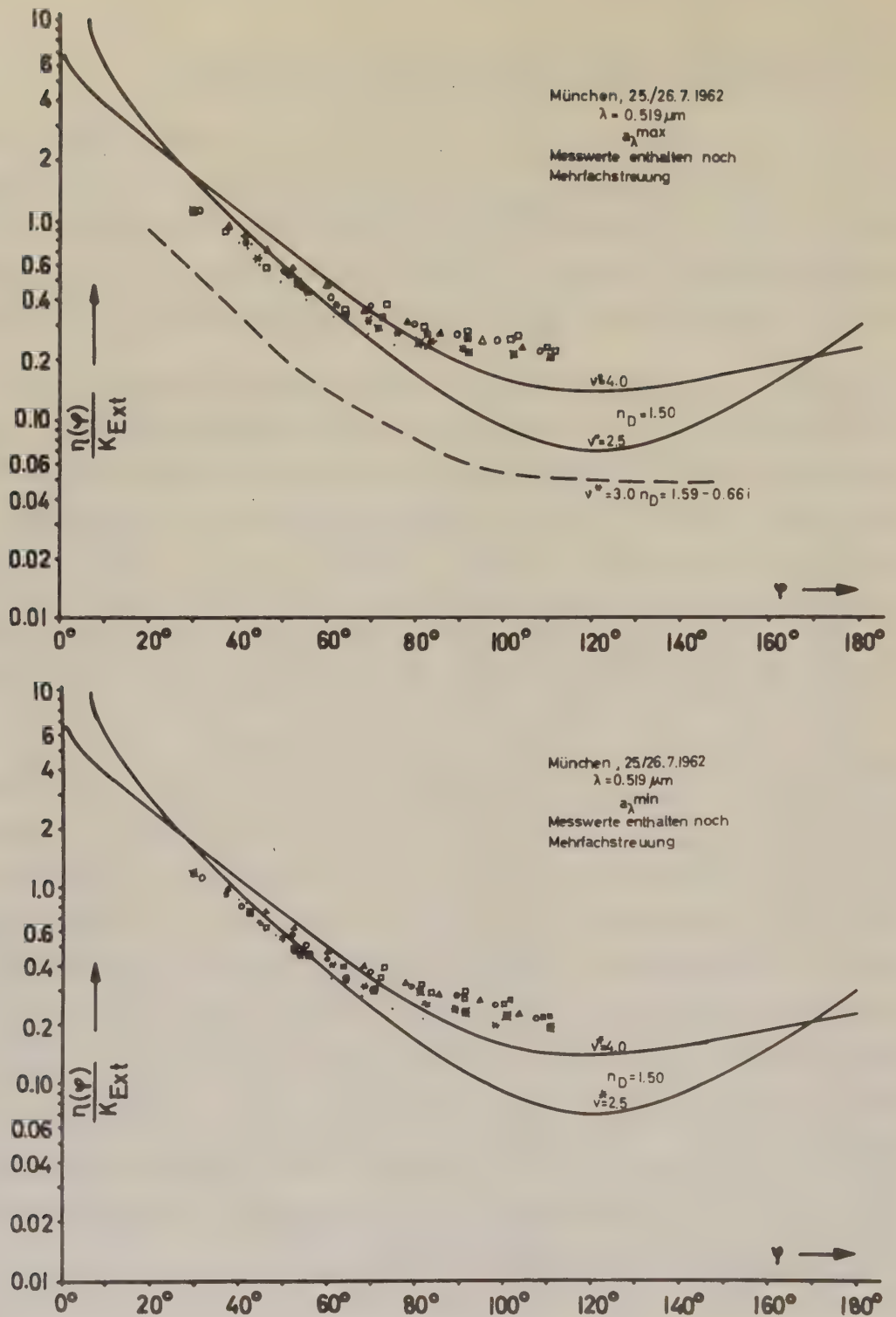


Abb. 11 Quotient $\eta(\varphi)/K_{\text{Ext}}$ als Funktion des Streuwinkels φ ; Meßwerte (Symbole siehe Tabelle IV) unkorrigiert hinsichtlich Mehrfachstreuung; die ausgezogenen Kurven sind theoretische Werte (siehe Abbildung 2); $\lambda = 0.519 \mu\text{m}$.

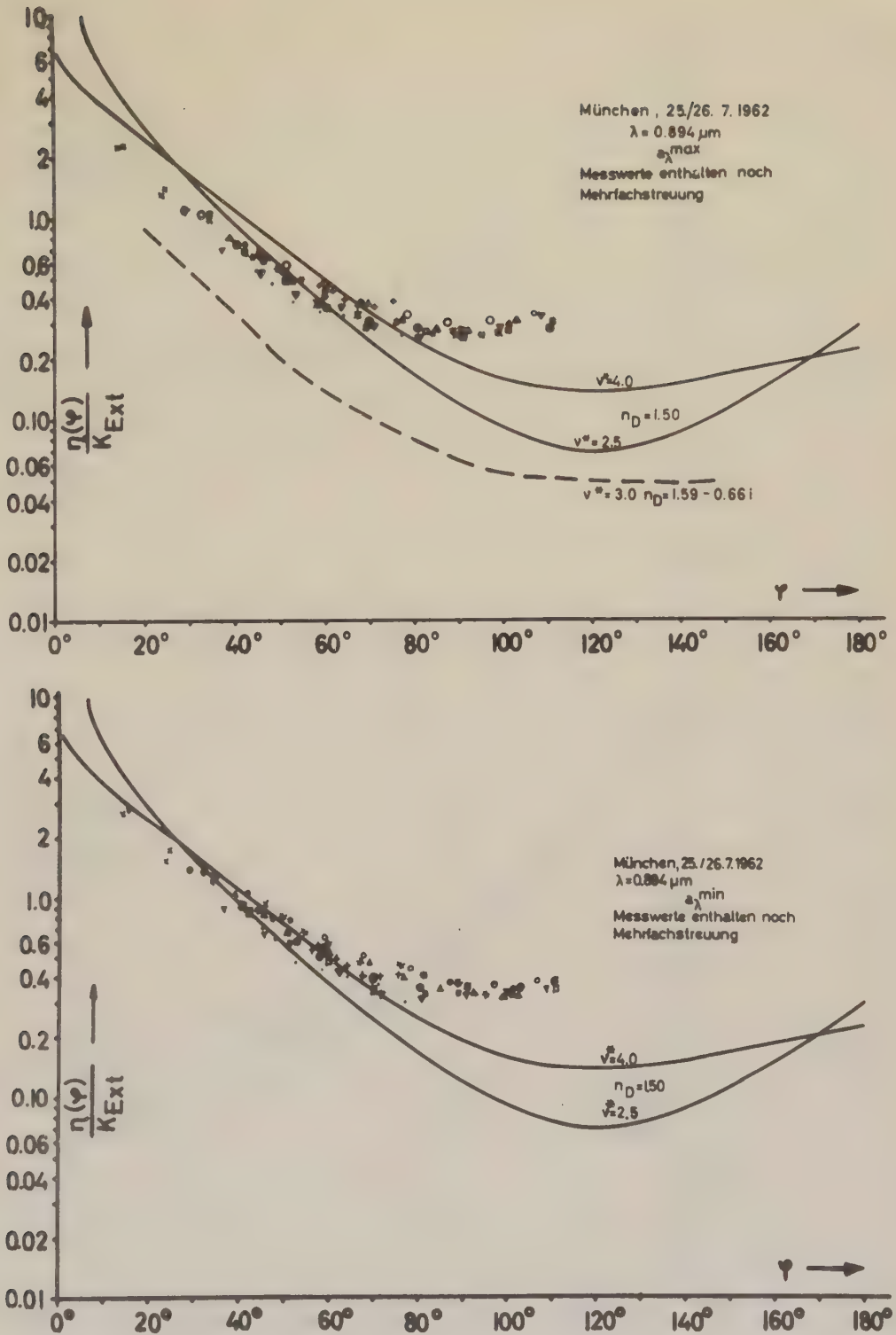


Abb. 12 Quotient $\eta(\varphi)/K_{\text{Ext}}$ als Funktion des Streuwinkels φ ; Meßwerte (Symbole siehe Tabelle IV) unkorrigiert hinsichtlich Mehrfachstreuung; die ausgezogenen Kurven sind theoretische Werte (siehe Abbildung 2); $\lambda = 0.894 \mu\text{m}$.

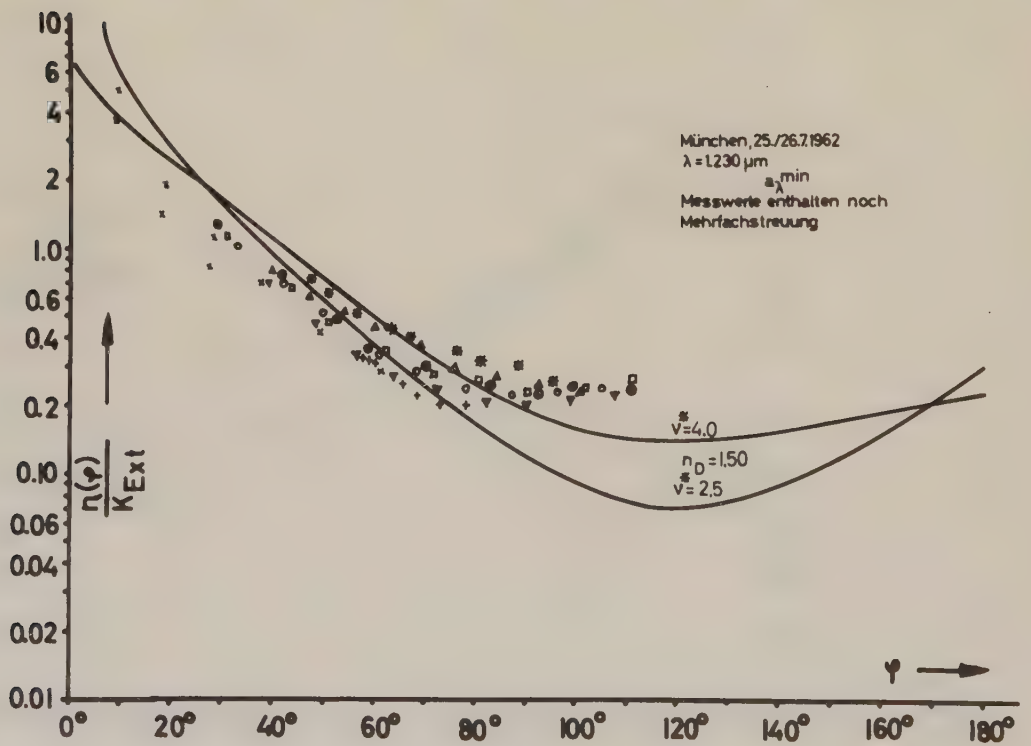
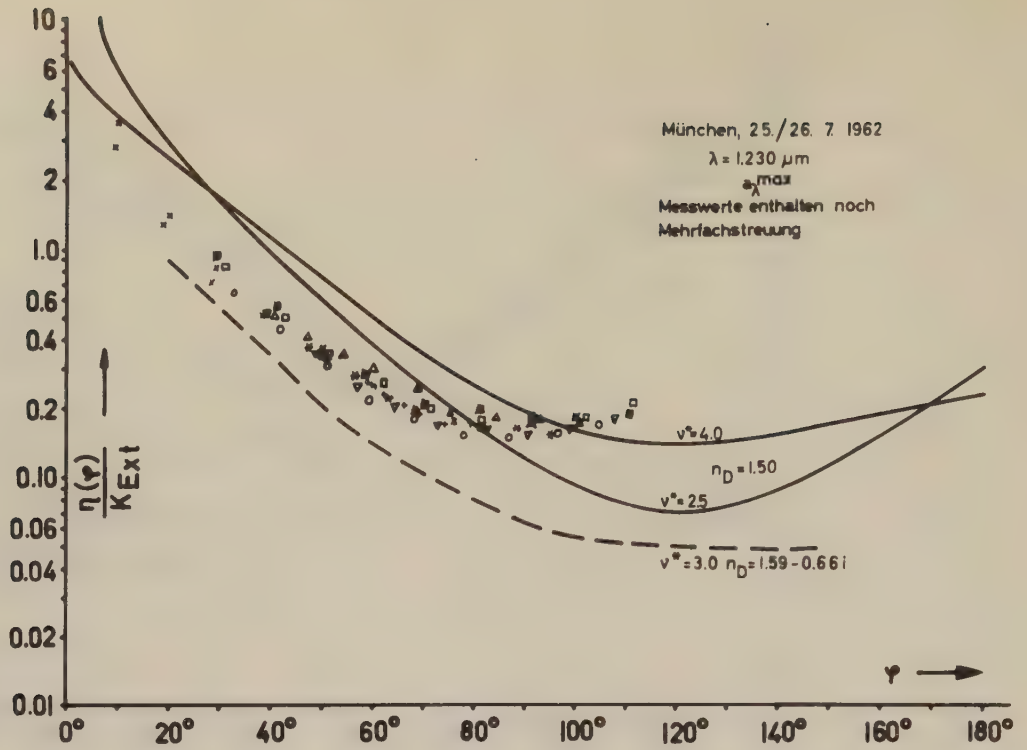
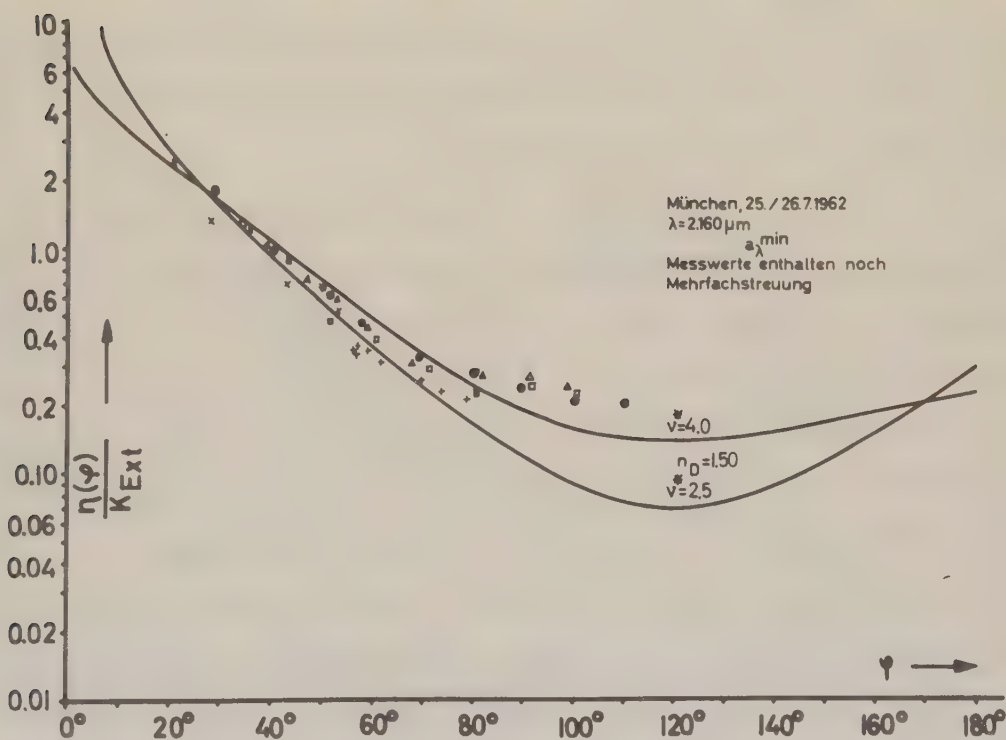
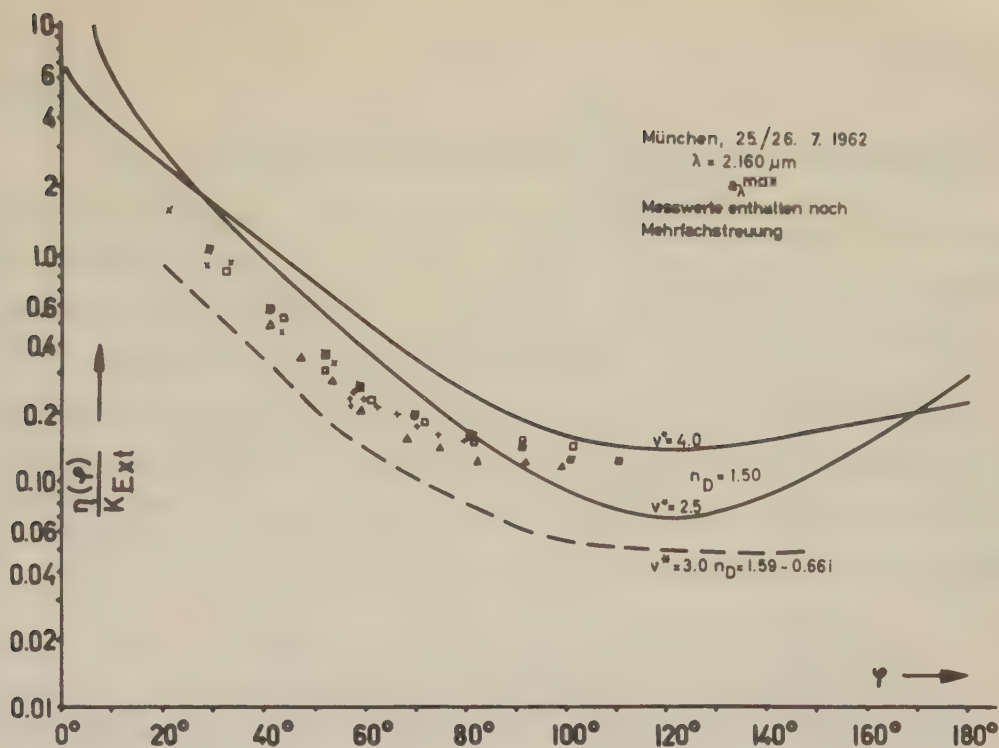


Abb. 13 Quotient $\eta(\varphi)/K_{\text{Ext}}$ als Funktion des Streuwinkels φ ; Meßwerte (Symbole siehe Tabelle IV) unkorrigiert hinsichtlich Mehrfachstreuung; die ausgezogenen Kurven sind theoretische Werte (siehe Abbildung 2); $\lambda = 1.23 \mu\text{m}$.



- Abb. 14 Quotient $\eta(\varphi)/K_{\text{Ext}}$ als Funktion des Streuwinkels φ ; Meßwerte (Symbole siehe Tabelle IV) unkorrigiert hinsichtlich Mehrfachstreuung; die ausgezogenen Kurven sind theoretische Werte (siehe Abbildung 2); $\lambda = 2.16 \mu\text{m}$.

4.3. Ergebnisse mit Mehrfachstreukorrektur.

Nach der Theorie (siehe Abschnitt 2.4) nimmt die Streuung höherer Ordnung mit zunehmender Wellenlänge und abnehmendem Streuwinkel ab. Dieses Ergebnis wird auch qualitativ durch die Meßwerte $\eta(\varphi)/K_{\text{Ext}}$ in den Abbildungen 11 bis 14 bestätigt: die Überhöhung der unkorrigierten Meßwerte wird mit abnehmender Wellenlänge und zunehmendem Streuwinkel größer. Eine Ausnahme bildet lediglich die Wellenlänge $0.519 \mu\text{m}$, wie man folgender Gegenüberstellung der Meßwerte für den Streuwinkel $\varphi=100^\circ$ entnehmen kann.

$\lambda [\mu\text{m}]$	0.519	0.894	1.23	2.16
$\frac{\eta(\varphi)}{K_{\text{Ext}}}$	0.22	0.32	0.20	0.13

Dieser Anstieg der Streuung zwischen den Wellenlängen $0.519 \mu\text{m}$ und $0.894 \mu\text{m}$ ist mit der Erdbodenalbedo erklärbar, wie in diesem Abschnitt gezeigt werden wird.

In den Abbildungen 15 bis 19 ist die Mehrfachstreuung berücksichtigt. Die Meßwerte wurden nach der Näherungsmethode von DE BARY (siehe Abschnitt 2.4) korrigiert. Zur Berechnung der Mehrfachstreukorrektur wurden für den Linkeschen Trübungsfaktor T , den Exponenten v^* in der Aerosolgrößenverteilung und den Zenitwinkel Z der Sonne die Mittelwerte $T_{0.55 \mu\text{m}} = 4$, $v^* = 3$ und $Z = 36^\circ 50'$ verwendet. Die Benutzung von Mittelwerten scheint für die ausgewertete Meßreihe vom 25. und 26.7. zulässig zu sein, denn obwohl sich T , v^* und Z während der Messungen teilweise recht erheblich geändert haben (siehe Tabelle IV), streuen die Meßwerte $\eta(\varphi)/K_{\text{Ext}}$ ziemlich wahllos innerhalb erträglicher Grenzen und dürften durch örtliche Inhomogenitäten des Aerosols verursacht sein.

Dagegen ist die Wahl der Erdbodenalbedo A wesentlicher. COULSON u.a. [1960] haben Streuintensitäten nur für $A = 0.0$, 0.25 und 0.8 tabelliert. Für die Wellenlänge $0.519 \mu\text{m}$ gibt eine Albedo von $A = 0.0$ recht gute Korrekturwerte für die Mehrfachstreuung: in Abbildung 15 liegen alle so korrigierten Meßpunkte $\eta(\varphi)/K_{\text{Ext}}$ zwischen den theoretischen Kurven für den reellen Brechungsindex $n_D = 1.50$ und für den komplexen Brechungsindex $n_D = 1.59 - 0.66i$.

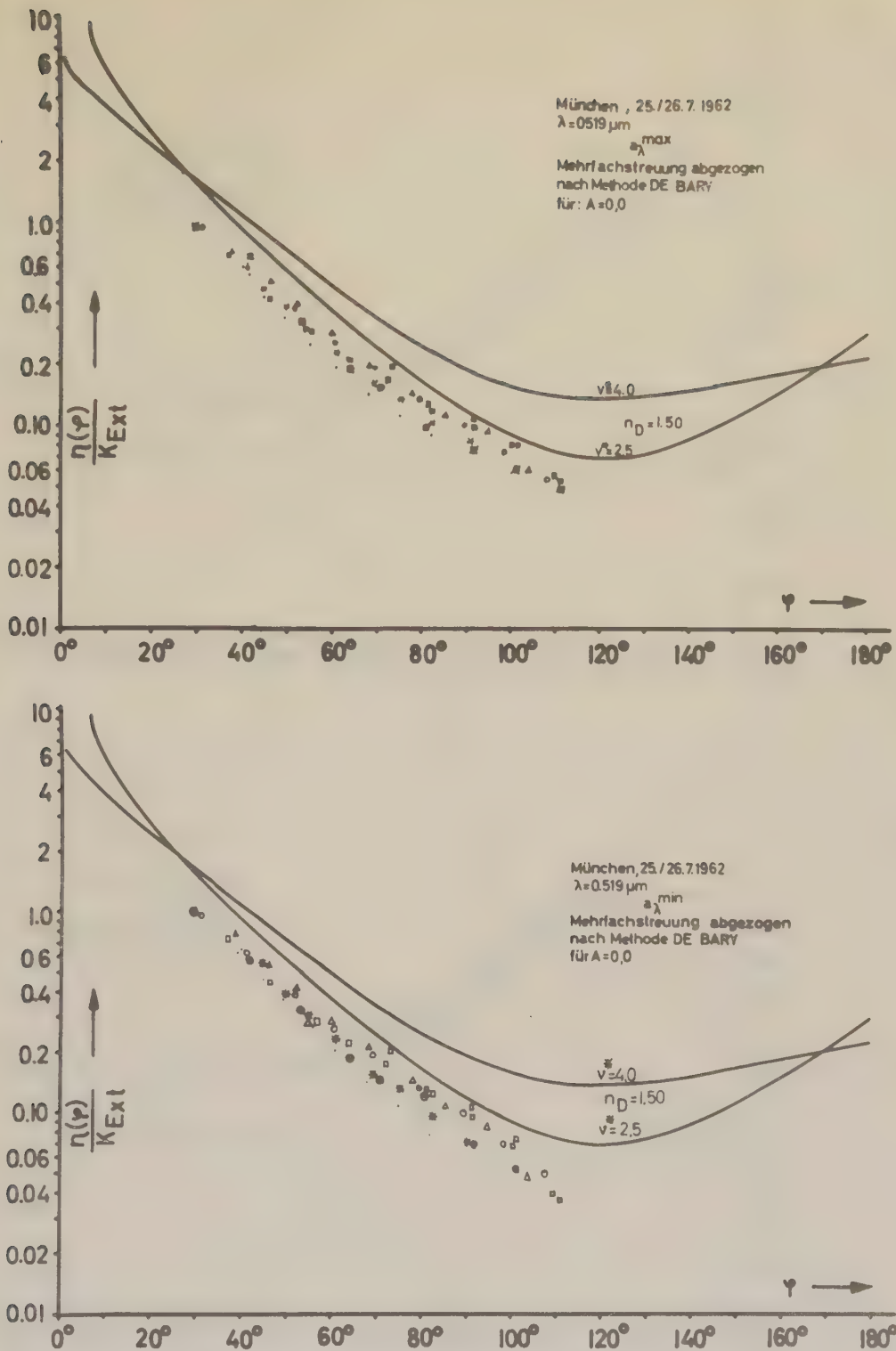


Abb. 15 Quotient $\eta(\varphi)/K_{\text{Ext}}$ als Funktion des Streuwinkels φ ; Meßwerte (Symbole siehe Tabelle IV) korrigiert hinsichtlich Mehrfachstreuung mit $T_{0.55\mu\text{m}} = 4$, $\nu^* = 3$, $Z = 36^\circ 50'$, $A = 0.0$; die ausgezogenen Kurven sind theoretische Werte (siehe Abbildung 2); $\lambda = 0.519 \mu\text{m}$.

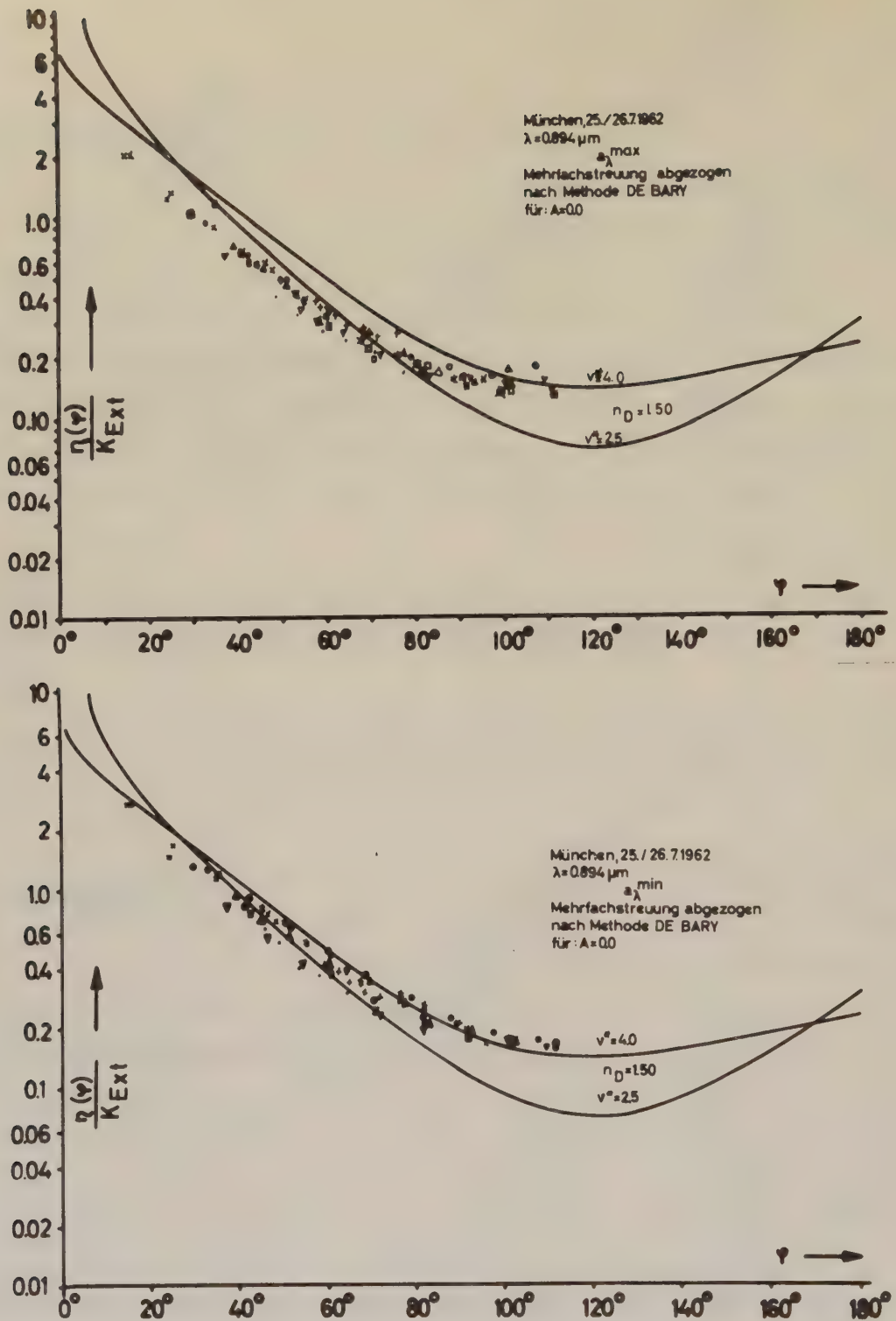


Abb. 16 Quotient $\eta(\varphi)/K_{\text{Ext}}$ als Funktion des Streuwinkels φ ; Meßwerte (Symbole siehe Tabelle IV) korrigiert hinsichtlich Mehrfachstreuung mit $T_{0.55\mu\text{m}}=4$, $v^*=3$, $Z=36^\circ 50'$, $A=0.0$; die ausgezogenen Kurven sind theoretische Werte (siehe Abbildung 2); $\lambda = 0.894 \mu\text{m}$.

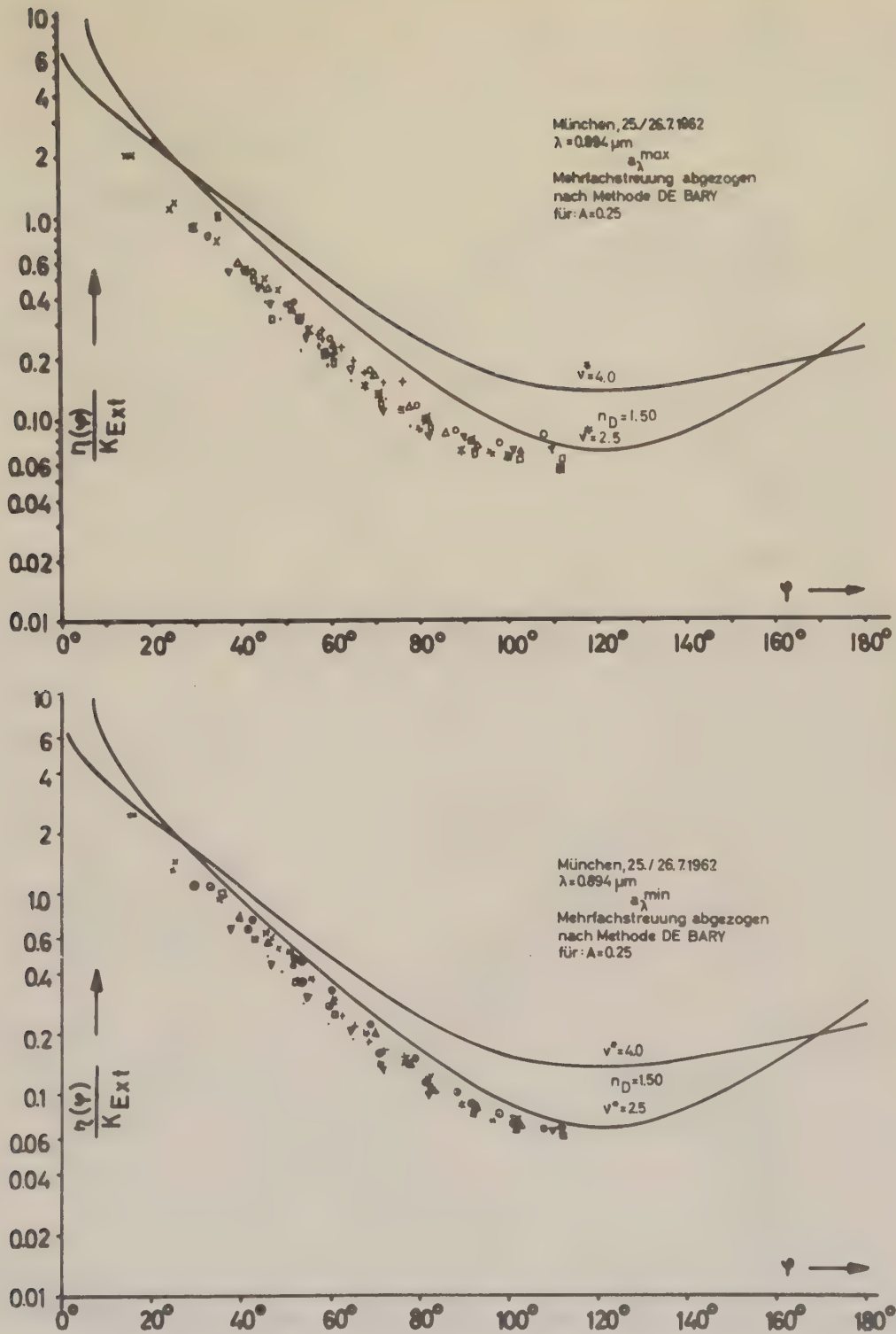


Abb. 17 Quotient $\eta(\varphi)/K_{\text{Ext}}$ als Funktion des Streuwinkels φ ; Meßwerte (Symbole siehe Tabelle IV) korrigiert hinsichtlich Mehrfachstreuung mit $T_{0.55\mu\text{m}}=4$, $v^*=3$, $Z=36^\circ 50'$, $A=0.25$; die ausgezogenen Kurven sind theoretische Werte (siehe Abbildung 2); $\lambda = 0.894 \mu\text{m}$.

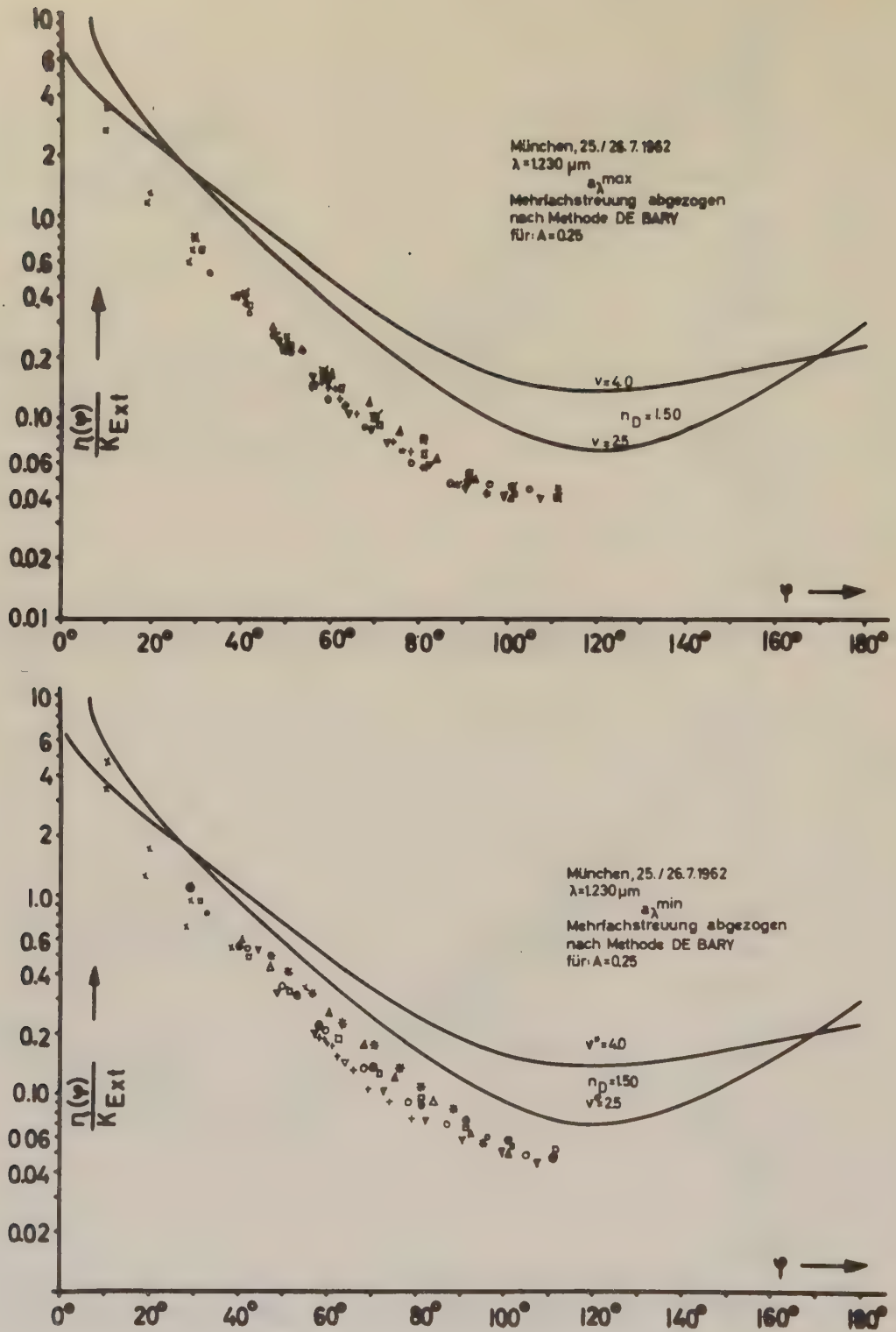


Abb. 18 Quotient $\eta(\varphi)/K_{\text{Ext}}$ als Funktion des Streuwinkels φ ; Meßwerte (Symbole siehe Tabelle IV) korrigiert hinsichtlich Mehrfachstreuung mit $T_{0.55 \mu\text{m}} = 4$, $\nu^* = 3$, $Z = 36^\circ 50'$, $A = 0.25$; die ausgezogenen Kurven sind theoretische Werte (siehe Abbildung 2); $\lambda = 1.23 \mu\text{m}$.

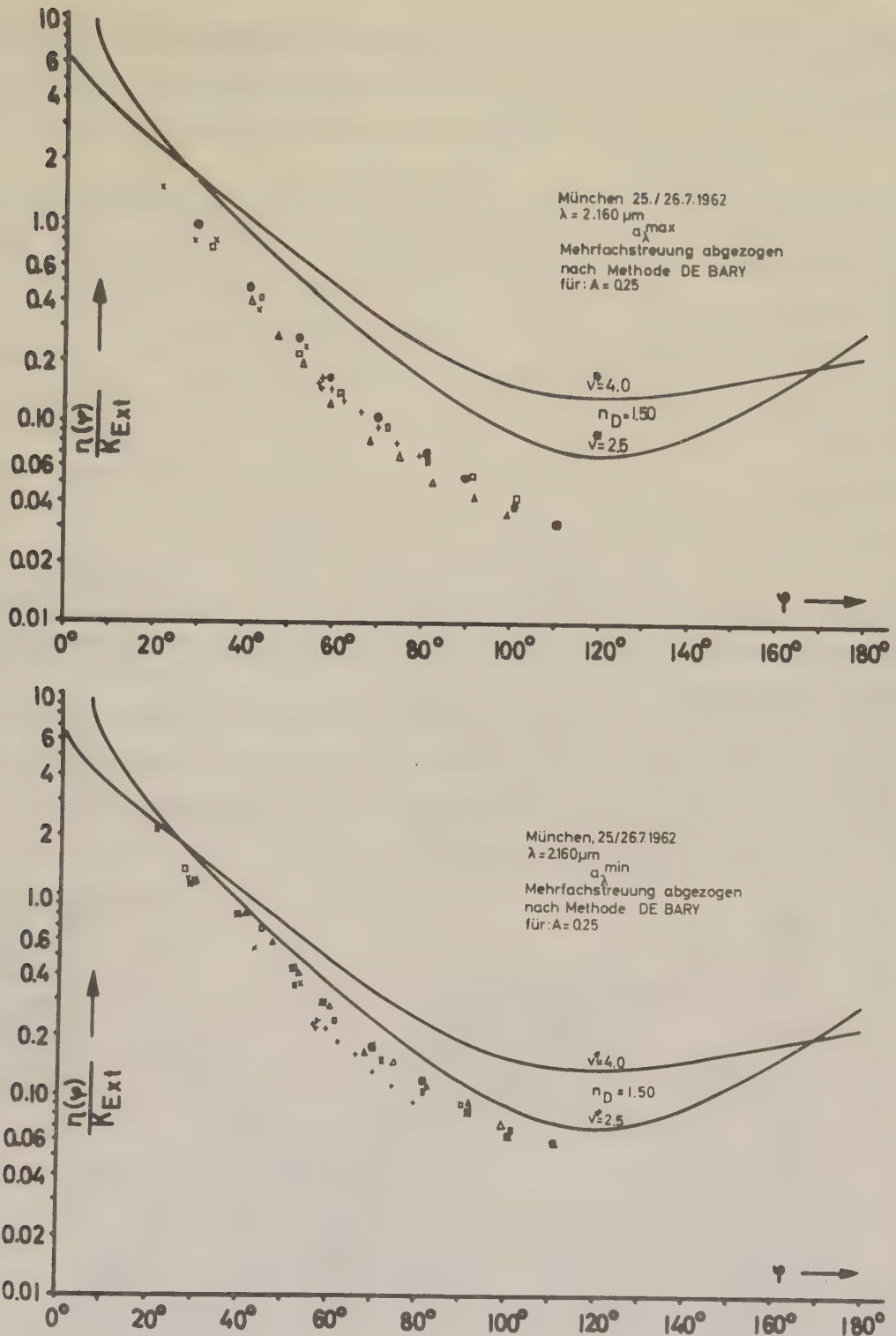


Abb. 19 Quotient $\eta(\varphi)/K_{\text{Ext}}$ als Funktion des Streuwinkels φ ; Meßwerte (Symbole siehe Tabelle IV) korrigiert hinsichtlich Mehrfachstreuung mit $T_{0.55\mu\text{m}} = 4$, $v^* = 3$, $Z = 36^\circ 50'$, $A = 0.25$; die ausgezogenen Kurven sind theoretische Werte (siehe Abbildung 2); $\lambda = 2.16 \mu\text{m}$.

Korrigiert man die Meßwerte für die Wellenlänge $0.894 \mu\text{m}$ ebenfalls mit $A = 0.0$, so liegen die Werte $\eta(\varphi)/K_{\text{Ext}}$ für große Streuwinkel noch zu hoch (Abbildung 16). Die Meßpunkte werden noch weiter herabgedrückt, wenn man mit $A = 0.25$ korrigiert. In der Abbildung 17 ist diese Korrektur durchgeführt. Auch die u.a. von DIRMHIRN [1957] publizierten und in Abbildung 20 wiedergegebenen Messungen der Albedo verschiedener natürlicher Oberflächen zeigen für Pflanzenblätter einen starken Anstieg der Albedo im Wellenlängenbereich von 0.7 bis $0.8 \mu\text{m}$. (Vergleiche auch die Messungen an verschiedenen Pflanzen von GATES u.a.[1965]). Eigene Messungen des Spektrums eines herbstlichen Berghanges (punktierte und strichpunktier-te Kurven in Abbildung 21), die mit dem Prismenspektrographen

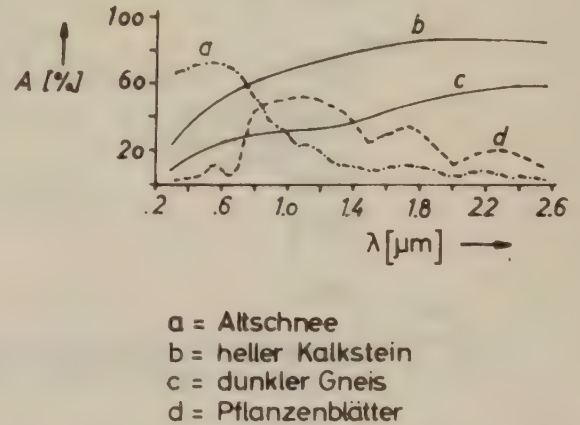


Abb. 20 Albedo natürlicher Oberflächen im Wellenlängenbereich von $0.3 - 2.5 \mu\text{m}$ (nach DIRMHIRN [1957]).

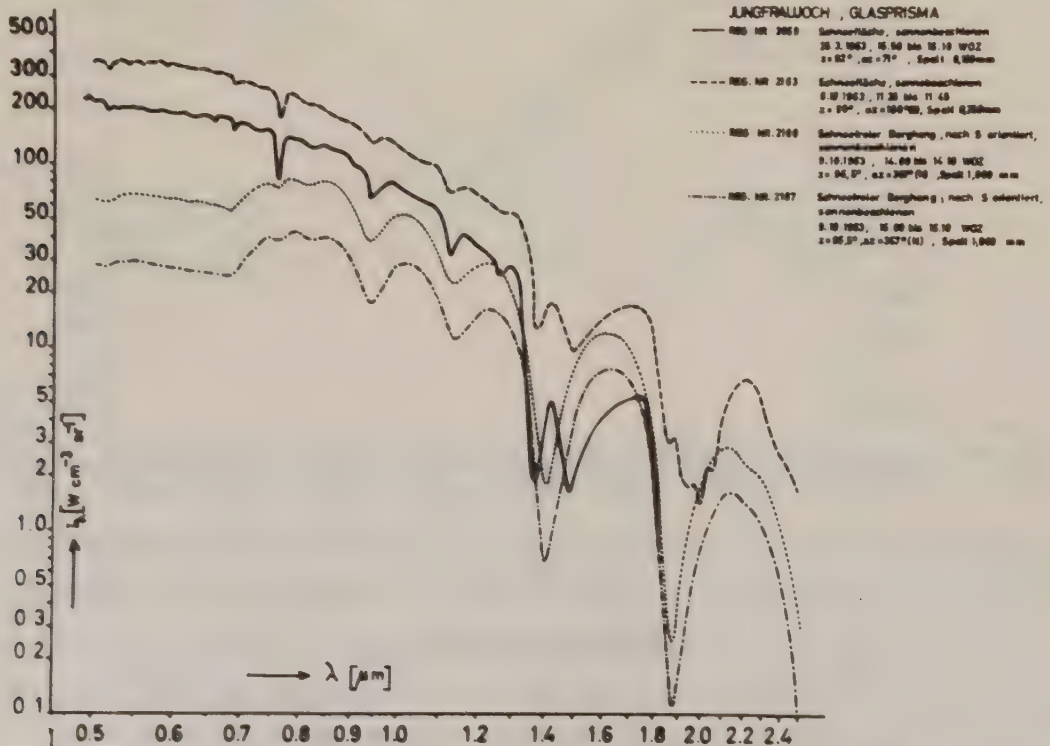


Abb. 21 Spektrale Strahldichte I_{λ} einer Schneefläche und eines schneefreien, herbstlichen Berghanges im Spektralbereich von 0.5 bis $2.5 \mu\text{m}$.

aufgenommen wurden, zeigen ebenfalls den Anstieg der spektralen Strahldichte bei der Wellenlänge $0.7 \mu\text{m}$ im Gegensatz zum Spektrum einer Schneefläche (ausgezogene und gestrichelte Kurven).

Wie den Abbildungen 17 und 15 zu entnehmen ist, liefert für die Wellenlänge $0.894 \mu\text{m}$ eine Korrektur mit $A = 0.25$ recht gute Werte $\eta(\varphi)/K_{\text{Ext}}$ für die Wellenlänge $0.519 \mu\text{m}$ dagegen $A = 0.0$. Die Grünanlagen, Wiesen und Wälder der Umgebung des Meßplatzes beeinflussen also die für die Mehrfachstreuung maßgebliche Albedo, die unter dem vollen Wert für reine Pflanzenbedeckung zurückbleibt.

In den Abbildungen 18 und 19 sind die korrigierten Meßwerte $\eta(\varphi)/K_{\text{Ext}}$ für die Wellenlängen 1.23 und $2.16 \mu\text{m}$ dargestellt. Für diese Korrekturen wurde ebenfalls eine Albedo von 0.25 verwendet. Auch hier liegen die Meßpunkte unter den theoretischen Kurven für reellen Brechungsindex.

In Abbildung 22 sind die hinsichtlich der Mehrfachstreuung korrigierten Ergebnisse zusammengestellt, wobei Mittelkurven für jede Wellenlänge verwendet wurden, um die Übersichtlichkeit nicht zu beeinträchtigen. Aus der Aufspaltung in zwei Kurven I und II

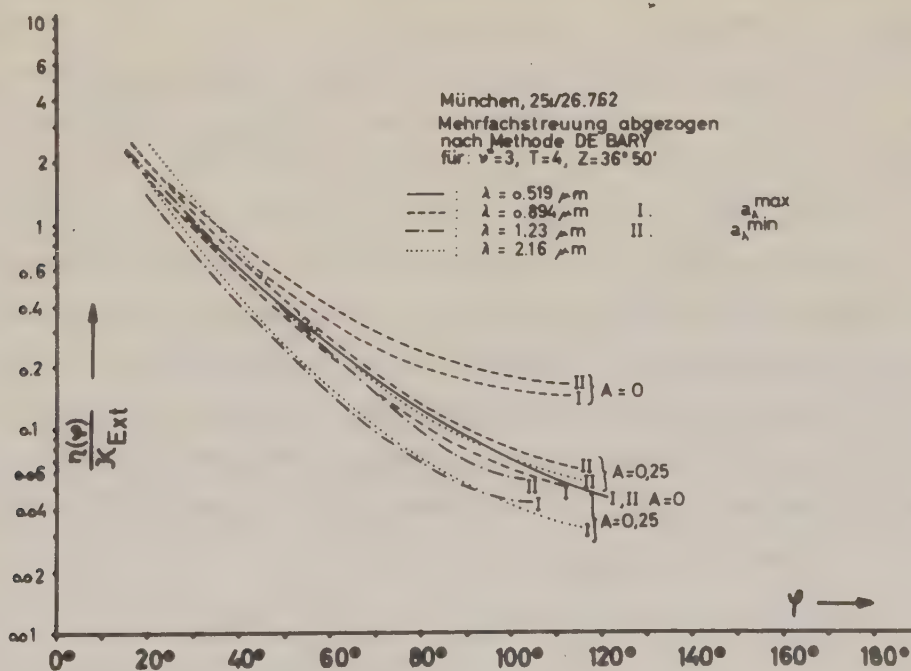


Abb. 22 Quotient $\eta(\varphi)/K_{\text{Ext}}$ als Funktion des Streuwinkels φ ; Meßwerte korrigiert hinsichtlich Mehrfachstreuung; Mittelkurven der Abbildungen 15 bis 19.

für jede Wellenlänge sieht man noch einmal deutlich, daß sich die Ungenauigkeit der Bestimmung des Extinktionskoeffizienten mit zunehmender Wellenlänge stärker auf die Ergebnisse der Werte $\eta(\varphi)/K_{\text{Ext}}$ auswirkt. Außerdem tritt nochmals deutlich hervor, daß für die Wellenlänge $0.894 \mu\text{m}$ (gestrichelte Kurven) die Korrektur der Meßwerte mit $A = 0.0$, also ohne Berücksichtigung einer Reflexion der Strahlung am Erdboden, besonders bei großen Streuwinkeln zu große Werte $\eta(\varphi)/K_{\text{Ext}}$ liefert.

Zur Bestimmung eines Zahlenwertes der Absorption muß nach Gleichung (2.-16) eine Integration über der Streuwinkel φ von 0 bis 180° durchgeführt werden. Meßwerte der Himmelsstrahlung lagen jedoch nur für den Streuwinkelbereich $20 < \varphi < 120^\circ$ vor. Zu größeren und kleineren Streuwinkeln mußten deshalb die Meßwerte $\eta(\varphi)/K_{\text{Ext}}$ extrapoliert werden. Dies geschah in Anlehnung an die theoretischen Kurven. Die Durchführung der Extrapolation ist nicht so ausschlaggebend, da nach Gleichung (2.-16) $\eta(\varphi)/K_{\text{Ext}} \cdot \sin \varphi$ zu integrieren ist und zum einen für $\varphi \rightarrow 0^\circ$ und $\varphi \rightarrow 180^\circ$ $\sin \varphi$ gegen 0 geht, zum anderen $\eta(\varphi)/K_{\text{Ext}}$ für große Streuwinkel bedeutend kleiner ist als für kleine (man beachte den logarithmischen Ordinatenmaßstab in den Abbildungen 11 bis 19 und 22). Die Abbildung 23 zeigt die Funktion $\eta(\varphi)/K_{\text{Ext}} \cdot \sin \varphi$ in einem linearen Maßstab über dem Streuwinkel φ aufgetragen. Der Hauptbetrag zur Fläche unter den Kurven wird vom Streuwinkelbereich $20 < \varphi < 100^\circ$ geliefert. Die Prozentzahl der Absorption ist also nicht sehr abhängig davon, wie man die Extrapolation auf $\varphi = 0^\circ$ und $\varphi = 180^\circ$ durchführt. Durch Planimetrieren der hinsichtlich der Mehrfachstreuung korrigierten Meßkurven $\eta(\varphi)/K_{\text{Ext}} \cdot \sin \varphi$ erhält man für die verschiedenen Wellenlängen die in Tabelle V zusammengestellten Absorptionszahlen. Nach Abschnitt 2.3 Tabelle I kommt also dem zur Meßzeit vorhanden gewesenen Aerosol ein effektiver Brechungsindex von etwa $1.5 - 0.11$ zu.

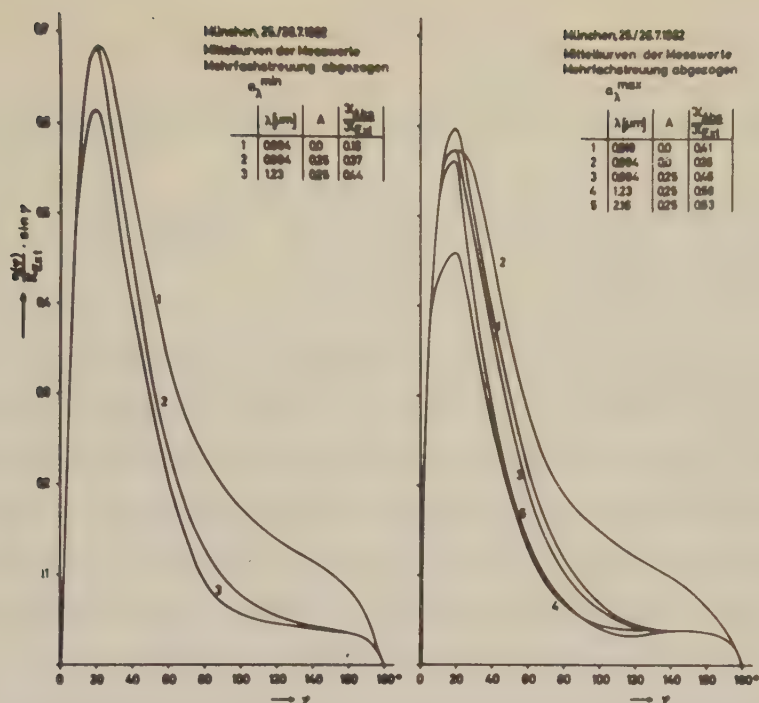


Abb. 23 Bestimmung des auf die Extinktion bezogenen Absorptionskoeffizienten K_{Abs}/K_{Ext} aus dem Integral $\int_0^\pi \eta(\varphi)/K_{Ext} \cdot \sin \varphi \, d\varphi$; Meßwerte korrigiert hinsichtlich Mehrfachstreuung.

Tabelle V : Gemessene Werte der Aerosolabsorption K_{Abs}/K_{Ext} .

λ [μm]	A	K_{Abs}/K_{Ext}		
		$a_{\lambda}^{\max}$	$a_{\lambda}^{\min}$	Mittel
0.519	0.0	0.41	0.41	0.41
0.894	0.25	0.46	0.37	0.42
1.23	0.25	0.58	0.44	0.51
2.16	0.25	0.53	0.34	0.44
Gesamtmittel				0.45
0.894	0.0	0.26	0.16	0.21

4.4. Einfluß der Polarisation des Spektrographen.

Die Meßergebnisse der Aerosolabsorption, die in Abschnitt 4.3 gegeben wurden, sind noch durch die Polarisation des Spektrographen beeinflusst.

Die Himmelsstrahlung $I_{\lambda}(\varphi)$ wird mit einem Prismenspektrographen gemessen (siehe Abschnitt 3.1). Jeder Prismenspektrograph polarisiert eine einfallende Strahlung. Diese Apparatepolarisation wird im wesentlichen durch die Reflexionen an den Prismenflächen hervorgerufen. Da auch die Himmelsstrahlung teilweise polarisiert ist, kann ihre Messung mit einem Prismenspektrographen verfälscht werden. Man sollte deshalb nicht nur die Himmelsstrahlung, sondern auch ihren Polarisationsgrad und die Lage ihrer Polarisationsebene bezüglich der Polarisationsebene des Spektrographen messen. Solche Messungen lagen jedoch hier nicht vor. Die Meßwerte der Himmelsstrahlung wurden deshalb hinsichtlich Polarisation nachträglich mit theoretischen Werten korrigiert.

Im Anhang werden die Faktoren abgeleitet, mit denen die gemessene Himmelsstrahlung korrigiert werden muß (Gleichungen (A.-5) und (A.-8)). Die Apparatepolarisation wurde experimentell bestimmt, indem der Spektrograph einmal mit senkrecht und einmal mit parallel zur Spaltrichtung schwingender Strahlung gleicher Intensität durchstrahlt wurde. Dies wurde erreicht durch Drehung eines Polarisationsfilters zwischen Wolframbandlampe und Eintrittsspalt des Monochromators auf Maximal- und Minimalausschlag $A_{\max}^{\text{Sp}}$ und $A_{\min}^{\text{Sp}}$ des Registriergerätes. Der Polarisationsgrad des Spektrographen ist dann gegeben durch

$$P^{\text{Sp}} = \frac{A_{\max}^{\text{Sp}} - A_{\min}^{\text{Sp}}}{A_{\max}^{\text{Sp}} + A_{\min}^{\text{Sp}}} . \quad (4.-1)$$

Aus Messungen mit einer Polaroid HR-Polarisationsfolie und einem Polarisationsfilter Ks-DEM der Firma Käsemann ergab sich für den Spektrographen mit Glasprisma ein Polarisationsgrad P^{Sp} von etwa

20% ziemlich unabhängig von der Wellenlänge im Spektralbereich von 0.5 bis 2.5 μm . Bei Verwendung des CaF_2 -Prismas lag der Polarisationsgrad bei 15%.

Da nicht mehr nachträglich festgestellt werden konnte, wie groß der Polarisationsgrad P^{H1} der Himmelsstrahlung zur Zeit der Messung war, wurde für die Korrektur der Meßwerte mit der Polarisation für Molekülmehrfachstreuung gerechnet. Diese Werte wurden aus dem Tabellenwerk von COULSON u.a. [1960] entnommen. Die wirklich vorhandene Polarisation der Himmelsstrahlung zur Meßzeit war sicher kleiner, denn Aerosolteilchen wirken depolarisierend (siehe z.B. BULLRICH [1962]). Die Berechnung der Korrektur für Molekülstreuung gibt also die maximal mögliche Korrektur an.

Da auch die Lage der Polarisationsebene der Himmelsstrahlung zur Meßzeit unbekannt war, wurden zur Korrektur die beiden Grenzfälle parallel und senkrecht aufeinander stehender Polarisations Ebenen verwendet.

Die auf diese Weise korrigierten Werte $\eta(\varphi)/K_{\text{Ext}}$ sind in Abbildung 24 für die Wellenlänge 0.519 μm dargestellt. Für Streuwinkel $\varphi < 30^\circ$ und $\varphi > 160^\circ$ spielt also die Polarisation des Spektrographen keine Rolle. Führt man die Integration durch (siehe Abbildung 25), bekommt man eine Absorption bezogen auf die Gesamttextinktion von 47% bzw. 34% als maximal mögliche Grenzen gegenüber 41% ohne Polarisationskorrektur.

Für die Wellenlängen 0.894 μm , 1.23 μm und 2.16 μm dürfte die hinsichtlich der Polarisation anzubringende Korrektur noch kleiner sein, da der Polarisationsgrad der Himmelsstrahlung mit zunehmender Wellenlänge kleiner wird (siehe z.B. DE BARY und BULLRICH [1964]).

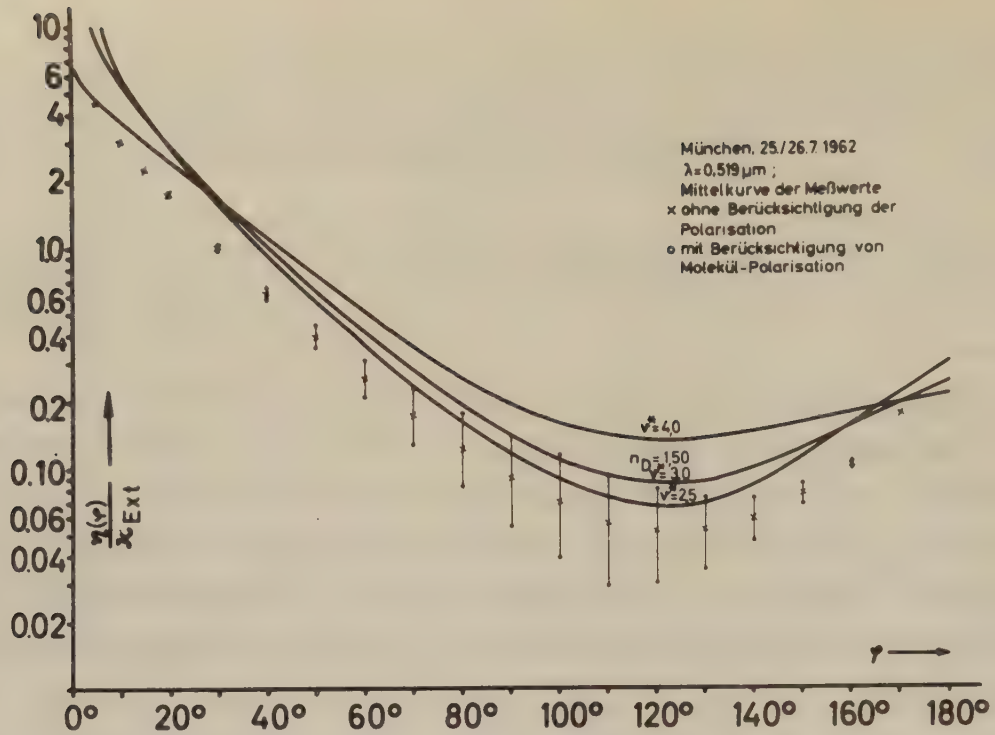


Abb. 24 Quotient $\eta(\phi)/K_{\text{Ext}}$ als Funktion des Streuwinkels ϕ ; Meßwerte korrigiert hinsichtlich Mehrfachstreuung und Polarisation; die ausgezogenen Kurven sind theoretische Werte (siehe Abbildung 2); $\lambda = 0.519 \mu\text{m}$.

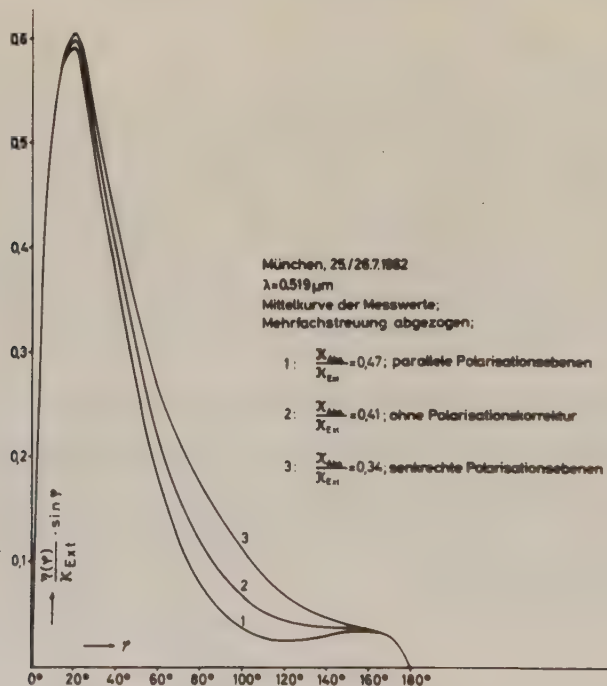


Abb. 25 Bestimmung des auf die Extinktion bezogenen Absorptionskoeffizienten $K_{\text{Abs}}/K_{\text{Ext}}$ aus dem Integral $\int_0^\pi \eta(\phi)/K_{\text{Ext}} \cdot \sin \phi d\phi$; Meßwerte korrigiert hinsichtlich Mehrfachstreuung und Polarisation; $\lambda = 0.519 \mu\text{m}$.

5. SCHLUSSFOLGERUNGEN.

Nach Tabelle V des letzten Abschnitts wurde aus den Messungen am 25. und 26. Juli 1962 im Stadtgebiet von München in den atmosphärischen "Fenstern" bei den Wellenlängen $0.519 \mu\text{m}$, $0.894 \mu\text{m}$, $1.23 \mu\text{m}$ und $2.16 \mu\text{m}$ ein mittlerer kontinuierlicher Absorptionskoeffizient von 45% des Aerosolextinktionskoeffizienten festgestellt. Dabei ist allerdings nicht zu entscheiden, ob diese Absorption wirklich vom Aerosol verursacht wird, oder ob für diese Absorption teilweise auch die Flanken der starken Wasserdampfbanden im nahen Infrarot verantwortlich sind (vergleiche auch Abschnitt 2.4). Die gemessenen Werte $K_{\text{Abs}}/K_{\text{Ext}}$ könnten deshalb insbesondere bei den Wellenlängen $1.23 \mu\text{m}$ und $2.16 \mu\text{m}$ zu groß sein, aber auch bei der Wellenlänge $0.894 \mu\text{m}$ wegen der allerdings schwächeren Wasserdampfbanden bei 0.90 und $0.91 \mu\text{m}$.

Auch sollte bei der Bestimmung der Aerosolabsorption der Extinktionskoeffizient a_λ und die Himmelsstrahlung I_λ bei der gleichen Wellenlänge gemessen werden, um eine Interpolation zu vermeiden. Die Extinktionskoeffizienten lagen nur für die Wellenlängen $0.847 \mu\text{m}$, $1.017 \mu\text{m}$, $1.205 \mu\text{m}$ und $1.586 \mu\text{m}$ vor. Es mußte also auch zu den Wellenlängen 0.519 und $2.16 \mu\text{m}$ extrapoliert werden. Diese Extrapolation kann einen zu kleinen Extinktionskoeffizienten liefern, wenn bei diesen Wellenlängen die Strahlung noch durch atmosphärische Gase absorbiert wird. Ein größerer Extinktionskoeffizient bewirkt aber einen größeren Zahlenwert von $K_{\text{Abs}}/K_{\text{Ext}}$ (siehe Tabelle V). Darauf könnte der Abfall des Quotienten $K_{\text{Abs}}/K_{\text{Ext}}$ von 0.51 auf 0.44 zwischen den Wellenlängen 1.23 und $2.16 \mu\text{m}$ zurückzuführen sein. Übrigens dürften die größeren Extinktionskoeffizienten a_λ^{max} eher richtig sein als die kleineren a_λ^{min} , denn der Interferenzfilter-Aktinograph mißt von sich aus wegen des großen Öffnungswinkels zu viel Strahlung (siehe Abschnitt 3.2) und täuscht also ein zu kleines a_λ vor. Zur Zeit wird am Meteorologischen Institut ein Interferenzfilter-Aktinograph gebaut, der einen weit kleineren Öffnungswinkel besitzt und nur die direkte Sonnenstrahlung und

keine gestreute Himmelsstrahlung aus der unmittelbaren Sonnenumgebung mißt. Der Hauptfehler bei der Bestimmung der Aerosolabsorption, der durch die Extinktionskoeffizienten $a_{\lambda}^{\max}$ und $a_{\lambda}^{\min}$ entsteht, entfällt also für zukünftige Messungen. Außerdem soll in Zukunft nicht nur der Absolutwert der Himmelsstrahlung I_{λ} , sondern auch ihr Polarisationsgrad gemessen werden, um den Fehler auszuschalten, der durch die Spektrographenpolarisation verursacht ist.

Dagegen bleibt die Wahl der richtigen Mehrfachstreuungskorrektur weiterhin schwierig. Aus Tabelle V geht hervor, daß für die Wellenlänge $0.894 \mu\text{m}$ das Verhältnis der Absorption bei Korrektur mit der Erdbodenalbedo $A = 0.0$ zur Absorption bei Korrektur mit $A = 0.25$ im Mittel $\frac{0.21}{0.42} = 50\%$ beträgt. Die richtige Wahl der Erdbodenalbedo spielt demnach eine wichtige Rolle, und eine gleichmäßige und definierte Albedo in der Umgebung des Meßplatzes dürfte vorteilhaft sein (z.B. Meer, Wüste, Schneefläche). Auch dürfte der Abzug der Streuung höherer Ordnung mit dem gemessenen Trübungsfaktor $T_{0.55\mu\text{m}} = 4$ zu groß sein, weil dieser auch die Schwächung durch Absorption enthält und eine absorbierte Strahlung nicht mehr zur Streuung beitragen kann. Für die Streuung höherer Ordnung ist also ein kleineres T maßgeblich, falls Absorption auftritt.

Schließlich ist zu bedenken, daß die Ergebnisse dieser Arbeit auf Messungen an nur zwei Tagen im Stadtgebiet von München beruhen, der Absorptionswert von 45% also nicht als Durchschnittswert anzusehen ist. Weitere Messungen sollen in Zukunft bei verschiedenen Wettersituationen und in verschiedenen Klimaten durchgeführt werden.

Die vorliegende Arbeit wurde am Meteorologischen Institut der Universität München durchgeführt. Herrn Prof.Dr.F.Möller bin ich für die ständige Förderung und viele Anregungen zu großem Dank verpflichtet. Herrn Dr.H.-J.Bolle danke ich besonders für viele klärende Diskussionen, ebenso Herrn Dipl.Phys.H.Quenzel, der auch die Daten des Extinktionskoeffizienten für diese Arbeit zur Verfügung stellte. Herrn Doz.Dr.K.Bullrich und Frau Dr.E. de Bary gilt mein Dank für die Diskussion vieler Einzelfragen. Beim Dank nicht vergessen seien die Werkstudenten, die bei der Auswertung der Messungen geholfen haben. Das Bundesministerium der Verteidigung (T II 3) ermöglichte die Durchführung der Untersuchungen durch Bereitstellung finanzieller Mittel im Rahmen des Forschungsauftrages Nr. T-489-I-203. Die Erstellung des Interferenzfilter-Aktinographen wurde durch die Cambridge Research Laboratories der United States Air Force im Rahmen des Contractes AF 61(o52)-488 finanziert.

ANHANG.

Gleichungen zur

Berücksichtigung der Polarisation des Spektrographen.

Bezeichnet man mit $I_{\max}^{H1}$ und $I_{\min}^{H1}$ die beiden senkrecht aufeinander stehenden Intensitätskomponenten der Himmelsstrahlung, so ist ihr Polarisationsgrad definiert als

$$P^{H1} = \frac{I_{\max}^{H1} - I_{\min}^{H1}}{I_{\max}^{H1} + I_{\min}^{H1}} . \quad (A.-1)$$

Als Polarisationsebene bezeichnet man die Ebene, in der der elektrische Vektor der elektromagnetischen Strahlung schwingt. Aus der Definitionsgleichung (A.-1) folgt durch Umformung

$$\frac{I_{\min}^{H1}}{I_{\max}^{H1}} = \frac{1 - P^{H1}}{1 + P^{H1}} = Q^{H1}. \quad (A.-2)$$

Die Minimumkomponente der Himmelsstrahlung ist also gegenüber der Maximumkomponente um den Faktor Q^{H1} geschwächt.

Wenn die Polarisationsebene der Himmelsstrahlung senkrecht auf der Polarisationsebene des Spektrographen steht (dieser Fall senkrechter Polarisationsebenen wird in den folgenden Gleichungen mit dem Index $\perp$ angedeutet), wird die Minimumkomponente der Himmelsstrahlung im Spektrographen nicht mehr geschwächt, jedoch die Maximumkomponente, und zwar um den zu Q^{H1} analog aufgebauten Faktor Q^{Sp} . Das Verhältnis von wirklich auf den Spektrographen einfallender Gesamtintensität der Himmelsstrahlung I_{Ein}^{H1} zur im Spektrographen gemessenen Gesamtintensität I_{Aus}^{H1} ist demnach

$$\left(\frac{I_{\text{Ein}}^{H1}}{I_{\text{Aus}}^{H1}} \right)_{\perp} = \frac{I_{\max}^{H1} + I_{\min}^{H1}}{Q^{Sp} I_{\max}^{H1} + I_{\min}^{H1}} = \frac{I_{\max}^{H1} (1 + Q^{H1})}{I_{\max}^{H1} (Q^{Sp} + Q^{H1})} = \frac{1 + Q^{H1}}{Q^{Sp} + Q^{H1}} \quad (A.-3)$$

mit $Q^{Sp} = \frac{1 - P^{Sp}}{1 + P^{Sp}}$ und P^{Sp} = Polarisationsgrad des Spektrographen (siehe Abschnitt 3.1.4).

Weiter ist zu bedenken, daß auch bei der Absoluteichung des Spektrographen (siehe Abschnitt 3.1.3) die Strahlung der Eichkörper durch die Apparatpolarisation beeinflusst wird. Die Strahlung der als Eichkörper verwendeten schwarzen Körper ist

unpolarisiert, also gilt hier entsprechend Gleichung (A.-3)

$$\left(\frac{I_{\text{Ein}}^{\text{Eich}}}{I_{\text{Aus}}^{\text{Eich}}} \right)_{\perp} = \frac{1 + Q^{\text{Eich}}}{Q^{\text{Sp} + Q^{\text{Eich}}} = \frac{2}{1 + Q^{\text{Sp}}} , \quad (\text{A.-4})$$

da $Q^{\text{Eich}} = (1 - P^{\text{Eich}}) / (1 + P^{\text{Eich}}) = 1$. Nach Gleichung (3.-7) mit Gleichung (3.-3) wird die absolute Himmelsstrahlung aus dem Quotienten Himmelsstrahlung zu Schwarzkörperstrahlung gebildet. Der Faktor, mit dem man die gemessene Himmelsstrahlung $I_{\text{Mess}}^{\text{H1}}$ multiplizieren muß, um sie hinsichtlich Polarisation zu korrigieren ($I_{\text{Korr}}^{\text{H1}}$), ergibt sich demnach für den Fall senkrecht aufeinander stehender Polarisationsebenen zu

$$\left(\frac{I_{\text{Korr}}^{\text{H1}}}{I_{\text{Mess}}^{\text{H1}}} \right)_{\perp} = \frac{\left(\frac{I_{\text{Ein}}^{\text{H1}}}{I_{\text{Aus}}^{\text{H1}}} \right)_{\perp}}{\left(\frac{I_{\text{Ein}}^{\text{Eich}}}{I_{\text{Aus}}^{\text{Eich}}} \right)_{\perp}} = \frac{1 + Q^{\text{H1}}}{Q^{\text{Sp} + Q^{\text{H1}}}} \cdot \frac{Q^{\text{Sp} + Q^{\text{Eich}}}}{1 + Q^{\text{Eich}}} . \quad (\text{A.-5})$$

Wenn die beiden Polarisationsebenen parallel liegen (Index $\parallel$), wird die Maximumkomponente der Himmelsstrahlung auch im Spektrographen nicht geschwächt, jedoch die Minimumkomponente um den Faktor Q^{Sp} . Demnach erhält man für diesen Fall

$$\left(\frac{I_{\text{Ein}}^{\text{H1}}}{I_{\text{Aus}}^{\text{H1}}} \right)_{\parallel} = \frac{I_{\text{max}}^{\text{H1}} + I_{\text{min}}^{\text{H1}}}{I_{\text{max}}^{\text{H1}} + Q^{\text{Sp}} I_{\text{min}}^{\text{H1}}} = \frac{I_{\text{max}}^{\text{H1}} (1 + Q^{\text{H1}})}{I_{\text{max}}^{\text{H1}} (1 + Q^{\text{Sp} Q^{\text{H1}}})} = \frac{1 + Q^{\text{H1}}}{1 + Q^{\text{Sp} Q^{\text{H1}}}} \quad (\text{A.-6})$$

und entsprechend

$$\left(\frac{I_{\text{Ein}}^{\text{Eich}}}{I_{\text{Aus}}^{\text{Eich}}} \right)_{\parallel} = \frac{1 + Q^{\text{Eich}}}{1 + Q^{\text{Sp} Q^{\text{Eich}}}} . \quad (\text{A.-7})$$

Für den Korrekturfaktor bei parallelen Polarisationsebenen erhält man somit

$$\left(\frac{I_{\text{Korr}}^{\text{H1}}}{I_{\text{Mess}}^{\text{H1}}} \right)_{\parallel} = \frac{\left(\frac{I_{\text{Ein}}^{\text{H1}}}{I_{\text{Aus}}^{\text{H1}}} \right)_{\parallel}}{\left(\frac{I_{\text{Ein}}^{\text{Eich}}}{I_{\text{Aus}}^{\text{Eich}}} \right)_{\parallel}} = \frac{1 + Q^{\text{H1}}}{1 + Q^{\text{Sp} Q^{\text{H1}}}} \cdot \frac{1 + Q^{\text{Sp} Q^{\text{Eich}}}}{1 + Q^{\text{Eich}}} . \quad (\text{A.-8})$$

LITERATURVERZEICHNIS.

- De Bary, E. [1964]: Influence of Multiple Scattering of the Intensity and Polarization of Diffuse Sky Radiation. Applied Optics 3,1293.
- De Bary, E., K.Bullrich [1963]: Über den Anteil der Rayleigh-Streuung und den Einfluß der Aerosolgrößenverteilung auf Extinktion und spektrale Intensität der Streustrahlung eines Luftvolumens. Arch.Met.Geophys.Biokl.B 12,254.
- De Bary, E., K.Bullrich [1964]: Die Berechnung der Himmelsstrahlung mit Berücksichtigung der Aerosole und der Mehrfachstreuung. Optik 21,467.
- De Bary, E., K.Bullrich [1964]: Effects of Higher Order Scattering in a Molecular Atmosphere. JOSA 54,1413.
- De Bary, E., K.Bullrich, F.Möller: Beiträge zur Erklärung von Himmelsfarbe und -helligkeit. Z.Met.8.303 [1954].
- De Bary, E., K.Bullrich, R.Eiden, W.Nowak [1964]: Research on Atmospheric Optical Radiation Transmission. Scientific Report No.2 Contract AF 61(o52)-595 Januar
- Bolle, H.-J., A.Leupolt, F.Möller [1961] bzw. [1963]: Ausarbeitung eines Verfahrens zur Vorhersage thermischer Strahlung. Bericht I bzw. II zum Forschungsauftrag Nr.3119/59 (388/59) des Bundesministers für Verteidigung (T II 3).
- Bolle, H.-J., F.Möller, H.Quenzel [1962]: Investigation of the Infrared Emission Spectrum of the Atmosphere and Earth. Technical Note No.1 Contract AF 61(o52)-488 März
- Bolle, H.-J., G.Kuërs, F.Möller, H.Quenzel [1964]: Investigation of the Infrared Emission Spectrum of the Atmosphere and Earth. Final Report Contract AF 61(o52)-488 März.

- Van de Hulst, H.C. [1957]: Light Scattering by Small Particles.
John Wiley and Sons New York.
- Jacobi, W., C.E.Junge, W.Lippert[1953]: Reihenuntersuchungen des
natürlichen Aerosols mittels Elektronenmikroskops.
Arch.Met.Geophys.Biokl.A 5,166.
- Johnson, F.S. [1951]: The Solar Constant. J.of Met.11,431.
- Junge, C.E. [1952]: Gesetzmäßigkeiten in der Größenverteilung at-
mosphärischer Aerosole über dem Kontinent.
Ber.Dt.Wetterd. 35,261.
- Junge, C.E. [1963]: Air Chemistry and Radioactivity. Academic
Press New York und London.
- Kastrov, V.G. [1959]: Die Absorption der Sonnenstrahlung in der
unteren Troposphäre. Trudy ZAO 32.
- Kondratiev, K.J. [1961]: Some Problems of Actinometry in the Free
Atmosphere. The Reports at the Symposium on Radia-
tion in Vienna August.
- Kondratiev, K.J., I.Y.Badinov, G.N.Gaevskaya, G.A.Nikolsky, M.P.
Fedorova [1964]: Balloon Investigations of Radia-
tive Fluxes in the Free Atmosphere. Report at the
Symposium on Radiation in Leningrad August.
- Linke, F. [1942]: Die Sonnenstrahlung und ihre Schwächung in der
Atmosphäre bzw. Die kurzwellige Himmelsstrahlung.
Handbuch Geophysik Band VIII Kap.6 bzw.7
Linkes Meteorologisches Taschenbuch [1953] Neue Ausgabe II.Band
Akad.Verlagsges.Geest u.Portig Leipzig.
- Linke, F., K.Boda [1922]: Vorschläge zur Berechnung des Trübungs-
grades der Atmosphäre aus den Messungen der Inten-
sität der Sonnenstrahlung. Met.Zeitschr.59,161.
- Mie, G. [1908]: Beiträge zur Optik trüber Medien, speziell kollo-
idaler Metallösungen. Ann.Phys.25,377.
- Minnaert, M., G.F.W.Mulders, J.Houtgast [1940]: Photometric Atlas
of the Solar Spectrum from λ 3612 to λ 8771.
Amsterdam.
- Mohler, O.C., A.K.Pierce, R.R.Mc Math, C.Goldberg [1950]: Photo-
metric Atlas of the Near Infra-Red Solar Spectrum
 λ 8465 to λ 25242 Å. The University of Michigan
Press Ann Arbor.

- Mohler, O.C. [1955]: A Table of Solar Spectrum Wave Lengths 11984 Å to 25578 Å. The University of Michigan Press Ann Arbor.
- Rayleigh, Lord [1881]: On the Electromagnetic Theory of Light. Phil.Mag.(5) 12,81.
- Rayleigh, Lord [1899]: On the Transmission of Light through an Atmosphere Containing Small Particles in Suspension etc. Phil.Mag. 47,375.
- Roach, W.T. [1961]: Some Aircraft Observations of Fluxes of Solar Radiation in the Atmosphere. Quart.J.Roy.Met.Soc. 87,346.
- Robinson, G.D. [1962]: Absorption of Solar Radiation by Atmospheric Aerosol, as Revealed by Measurements at the Ground. Arch.Met.Geophys.Biokl.B 12,19.
- Schlyachow, V.I. [1959]: Einige Eigentümlichkeiten der Strahlungsprozesse in der unteren Troposphäre in der Antarktis. Trudy ZAO 32.
- Spänkuch, D. [1964]: Über den Einfluß der Dunstschichtung auf die Strahldichtevertelung des wolkenlosen Himmels. Z.Met. 17,202.
- Vigroux, E. [1953]: Contribution a l'etude experimentale de l'absorption de l'ozone. Ann.Phys.Paris 8,709.
- Weickmann, H. [1957]: Recent Measurements of the Vertical Distribution of Aitken Nuclei. Artificial Stimulation of Rain. Pergamon Press London New York Paris S.81.

